

Az interferometrikus gravitációshullám-detektorok alkalmazása az asztrofizikában és a gravitációkutatásban

(Értekezés az *PhD* cím elnyeréséért)

Raffai Péter

Témavezető: Dr. Frei Zsolt, tanszékvezető egyetemi tanár

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Fizikai Intézet, Atomfizikai Tanszék

Fizika Doktori Iskola, Részecskefizika és Csillagászat program

Iskola- és programvezető: Dr. Csikor Ferenc, egyetemi tanár



Budapest, 2011 november

The application of interferometric gravitational-wave detectors in astrophysics and gravity research

PhD doctoral thesis, Peter Raffai

Modern ground-based interferometric gravitational-wave (GW) detectors are capable of measuring induced displacements of their test masses below the $10^{-20} - 10^{-19}$ m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ scale. This, theoretically, makes them capable of achieving direct detections of GWs from various astrophysical sources, including highly energetic events, such as core-collapses of massive stars, or coalescing binaries of neutron stars and/or black holes. Note, that both physical processes are associated with the astrophysical sources of gamma-ray burst (GRBs). Beyond the goal of detecting GWs, modern interferometric sensors can be viewed as state-of-the-art experimental devices, that open up myriads of new possibilities for fundamental science. Such sensors include LIGO and VIRGO; as well as future second generation detectors like AdvLIGO, AdvVIRGO, LIGO-India; and proposed third-generation detectors like the LCGT, and the Einstein Telescope.

In my thesis, I explore and demonstrate the potential in these interferometric instruments from the perspective of astrophysics and experimental research on gravity. The thesis is based on the following scientific papers: Thrane et al. 2011; Raffai et al. 2007; Baret et al. 2011; Matone et al. 2007; and Raffai et al. 2011.

In the first part of my thesis, I distinguish the long ($\mathcal{O}(1 - 10^5\text{sec})$) GW transients from short ($\mathcal{O}(\lesssim 1\text{sec})$) GW transients and persistent ($(\mathcal{O}(> 10^5\text{sec}))$) GW-signals, based on the fundamental differences of the search techniques that are dedicated to look for such signals. I make an overview on the astrophysical sources of long GW transients, and make estimations on the signals' detectability. Together with a dedicated LIGO working group, I propose a novel analysis technique to bridge the gap between the analyses of short transients and persistent signals. Our technique utilizes time-frequency maps of GW strain cross-power between two spatially separated terrestrial GW detectors. The application of our cross-power statistic to searches for GW transients is framed as a pattern recognition problem. I propose to use two independent pattern-recognition techniques to look for narrow-band GW signals in coincidence with GRBs detected during the sixth LIGO science run. I demonstrate the applicability of the pattern-recognition algorithms by recovering simulated GW signals and environmental noise artifacts embedded in LIGO noise. As part of the project, we derive a conservative coincidence time window for joint searches of long GW-transients and GRB signals. By taking into account a broad range of emission mechanisms, we conclude with a time window of $t_{\text{GW}} - t_{\text{GRB}} \in [-350\text{s}; +150\text{s}]$.

In the second part of my thesis I present an approach to experimentally evaluate gravity gradient noise, a potentially limiting noise source in advanced interferometric GW detectors. In addition, I demonstrate that the method can be used to provide sub-percent calibration in phase and amplitude of modern interferometric GW detectors. Knowledge of calibration to such certainties shall enhance the scientific output of the instruments in case of an eventual detection of GWs. The method relies on a rotating symmetrical two-body mass, a *Dynamic gravity Field Generator (DFG)*. The placement of the DFG in the proximity of one of the interferometer's suspended test masses generates a change in the local gravitational field detectable even with first-generation interferometric GW detectors.

Applying a *pair* of DFGs in a null-experiment, and taking advantage of the exceptional sensitivity of modern interferometric techniques, provides an experimental opportunity for the future to measure possible violations to Newton's $1/r^2$ law in the 0.1 – 10 m range. The

use of our proposed configuration allows us to test composition-independent non-Newtonian gravity significantly beyond the present limits. Advanced and third-generation GW detectors are representing the state-of-the-art in interferometric distance measurement today, therefore, we illustrate the method through their sensitivity to emphasize the possible scientific reach. Nevertheless, it is expected that due to the technical details of GW detectors, DFGs shall likely require dedicated custom-configured interferometry. However, the sensitivity measure we derive is a solid baseline indicating that it is feasible to consider probing orders of magnitude into the pristine parameter well beyond the present experimental limits significantly cutting into the theoretical parameter space.

Budapest, November 2011.

Tartalomjegyzék

| | |
|---|-----------|
| Első szó | 9 |
| Bevezetés | 15 |
| 0.1. A gravitációs hullámok | 15 |
| 0.2. A gravitációs hullámok forrásai | 18 |
| 0.3. Az interferometrikus gravitációshullám-detektorok | 24 |
| 0.3.1. A LIGO | 31 |
| 0.3.2. Zajhatások a LIGO detektoraiban | 34 |
| 0.3.3. Detektorok világszerte | 37 |
| 0.3.4. Detektorok a jövőben | 39 |
| Első rész: Hosszú gravitációshullám-tranziensek keresése | 43 |
| 1.1. Alapfogalmak és matematikai definíciók | 43 |
| 1.1.1. A jelkeresés általános megfontolásai | 43 |
| 1.1.2. A jel-zaj arány | 48 |
| 1.1.3. A gamma-kitörések fenomenológiája | 49 |
| 1.2. Hosszú gravitációshullám-tranziensek keresése | 52 |
| 1.2.1. A hosszú GH-tranziensek forrásai | 53 |
| 1.2.2. Az idő-frekvencia térképek előállítása | 59 |
| 1.2.3. A háttérzajra vett eloszlások | 64 |
| 1.2.4. Képfeldolgozó eljárások | 65 |
| 1.2.5. A STAMP alkalmazása környezeti zajok azonosítására | 70 |
| 1.2.6. Gamma-felvillanások hosszú GH-tranzienseinek keresése a STAMP programcsomaggal | 71 |
| 1.3. Keresési időablak gamma-felvillanások GH-jeleinek kereséséhez | 74 |
| 1.3.1. A gravitációshullám-kibocsátás időablaka | 74 |
| 1.3.2. A gamma-kitörések emissziós folyamatai | 76 |
| Második rész: Az interferometrikus szenzorok kalibrálása és alkalmazása a gravitáció-kutatásban | 83 |
| 2.1. Az interferometrikus gravitációshullám-detektorok kalibrálása | 84 |
| 2.2. A dinamikus gravitációs gradiensek hatásai a gravitációshullám-detektorokra | 86 |
| 2.3. Interferometrikus gravitációshullám-detektorok kalibrálása dinamikus gravitációs gradiensekkel | 90 |
| 2.3.1. Példák dinamikus gravitációs gradiensek alkalmazására műszerek kalibrációjában | 91 |
| 2.3.2. A DFG és a végpont-tükör kölcsönhatásának dinamikai modellje | 92 |
| 2.3.3. A DFG egy lehetséges megvalósítási vázlata | 96 |
| 2.3.4. Gravitációs gradiens zaj vizsgálatok DFG-vel | 96 |
| 2.3.5. Egy interferometrikus gravitációshullám-detektor kalibrálása DFG-vel | 98 |

| | | |
|----------------------------|---|------------|
| 2.3.6. | Csatolóási jelenségek és mérési biztonság | 102 |
| 2.3.7. | Összefoglalás és kitekintés | 103 |
| 2.4. | A nem-newtoni gravitációs potenciálok | 104 |
| 2.5. | A nem-newtoni gravitációs potenciálok mérése | 105 |
| 2.6. | Módszer nem-newtoni gravitációs potenciálok mérésére interferometrikus szenzorokkal | 106 |
| 2.6.1. | Nem-newtoni gravitációs potenciálok mérése egy DFG-párral | 107 |
| 2.6.2. | A mérés bizonytalanságai és a várható eredmények | 112 |
| 2.6.3. | A mérés kivitelezhetőségéről | 114 |
| 2.6.4. | Összefoglalás és kitekintés | 116 |
| Köszönetnyilvánítás | | 119 |
| Irodalomjegyzék | | 120 |

Előszó

Diplomámat fizikusként szereztem az asztrofizika szakterületén, 2006-ban, az Eötvös Loránd Tudományegyetemen (ELTE). Tanulmányaimat ezután az ELTE Fizika Doktori Iskolájában végeztem állami ösztöndíjasként, 2006 és 2009 között. Az iskola abszolutóriumát 2009-ben vehettem át.

A diploma- és doktori munkám több szempontból is újszerűnek számított. Jóllehet a gravitációs hullámok elméletével Magyarországon több kutató szakember és csoport is foglalkozott (lásd a KFKI-RMKI részéről Dr. Rácz István és csoportja, valamint a Szegedi Egyetemről Dr. Gergely Árpád László és csoportja munkáit), a gravitációshullám-fizika kísérleti és megfigyelési irányvonalának hazánkban nem voltak kiépült szakmai hagyományai. E területtel elsőként az ELTE négy fizikus hallgatója, Kocsis Bence, Gáspár Merse Előd, Bartos Imre, és jómagam kezdtünk el foglalkozni 2003-2004-ben, az akkor a *California Institute of Technology* egyetem kutatójaként dolgozó Dr. Márka Szabolcs támogatásával. A négy hallgató szakmai munkájában azóta mind a szűkebb területen, vagy ahhoz közel maradt: Kocsis Bence ma Einstein-ösztöndíjasként a Harvard University posztdoktori kutatója, míg Gáspár Merse a KFKI-RMKI, Bartos Imre a Columbia University, jómagam pedig az ELTE doktorandusza vagyok. Kocsis Bence kutatásával elsősorban a LISA detektorral a jövőben elérhető eredményekre koncentrál, Gáspár Merse a VIRGO kollaboráció tagjaként végez elméleti munkát, Bartos Imre és jómagam a LIGO detektorok alkalmazásaival foglalkozunk a fizikai alap kutatás területén.

Néhány hónappal a doktori munkám megkezdése után a témavezetőm, Dr. Frei Zsolt (ELTE) vezetésével megalakult *Eötvös Gravity Research Group* (EGRG, EGRG web 2011) tagja és társalapítója lehettem. A csoport kezdettől fogva olyan kutatók és hallgatók aktív közösségeként működik, akik munkájukban a gravitációshullám-asztrofizika, és az interferometrikus gravitációshullám-detektorok (GH-detektorok) fejlesztése terén kötelezték el magukat. Az EGRG csoport 2007-ben válhatott a *LIGO Scientific Collaboration* (LSC, LSC web 2011) teljes jogú tagjává.

Az LSC a gravitációshullám-fizika területén dolgozó kutatók nemzetközi együttműködése. Neve a *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory* (LIGO, LIGO web 2011) detektoraihoz kötődik, amelyek az Egyesült Államok Washington, és Louisiana államában találhatók, rendre Hanford és Livingston helységek közvetlen közelében. Az 1997-ben alapított együttműködés ma mintegy 700 tagot számlál, a világ 11 országának több, mint 60 intézményéből. A tagintézmények között egyetemeket és kutatóintézeteket egyaránt találunk, elsősorban az Egyesült Államok, Nagy-Britannia, és Németország területéről. A LIGO detektorok mellett az LSC kezelésében áll több kísérleti interferométer a világ több pontján, valamint a németországi Hannoverben található GEO600 (GEO600 web, 2011) GH-detektor is.

Az LSC-hez való csatlakozás a tagok és tagscsoportok részéről nem igényel anyagi ráfordítást, ugyanakkor a Kollaboráció sem biztosít a tagscsoportok számára pénzügyi támogatást. A közösséghez való csatlakozás feltétele, hogy a jelentkező csoport hitelesen és megbízhatóan

vállalja olyan feladatok elvégzését, amelyeket a Kollaboráció a szakmai közösség számára építő jellegűnek ítél. A vállalások elvégzéséről a tagscsoportoknak évente részletes beszámolórt kell közölniük, amely a Kollaboráció egy kijelölt bizottságának bírálata alá kerül. Amennyiben a bizottság a beszámolórt elfogadja, azzal a tagscsoport egy további évre lehetőséget kap a munkája folytatására, a Kollaboráció tagscsoportjaként.

A beszámoló bírálataival egyidőben a bizottság egy, a csoport által benyújtott munkatervet is vizsgálat alá vesz. A munkatervben a csoport a következő munkaév feladatvállalásait és személyi ráfordításait közli, és kéri annak elfogadását. A munkaterv összeállítását a tagscsoportok a Kollaboráció munkacsoportjaival koordinálva végzi el. A munkacsoportok tagjait az LSC tagscsoportjainak kutatói adják: az EGRG-ből ilyen formában jómagam a *Burst*, az *ExtTrig*, a *STAMP*, és alkalmi jelleggel a *DetChar* munkacsoportok munkájában veszek részt. A munkacsoportokban való részvétel megköveteli, hogy azok tagjai heti rendszerességgel vegyenek részt a munkacsoportok telefonos vagy videó-konferenciáin, ezenkívül valamennyi LSC tagscsoport számára kötelező a részvétel a Kollaboráció évente 3-4 alkalommal megrendezett világtalálkozóin is. A LIGO detektorok tudományos adatgyűjtési időszakai alatt a tagscsoportoknak ún. tudományos műszakfelügyeletet (*science monitoring*) kell vállalniuk, a csoport taglétszámával arányos időt töltve a detektorok megfelelő működésének biztosításán. A doktori munkám alatt a LIGO konferenciák kb. 75%-án vettem részt személyesen (a többin videókapcsolaton keresztül bejelentkezve), műszakfelügyeletet pedig kétszer végeztem, két-két héten keresztül, a LIGO livingstoni állomásán.

Az LSC-s tagsággal a kutatók teljes körű hozzáférést nyernek az együttműködés kezelésében lévő GH-detektorok és járulékos szenzorai adatcsatornaihoz; használhatják a Kollaboráció hardveres és szoftveres erőforrásait; továbbá jogot nyernek a Kollaboráció megbeszélésein való részvételhez. A tagok egy szűkebb (jelenleg kb. 200 fős) csoportja a Kollaboráció közös publikációin mint szerző is megjelenhet. A kollaborációs szerzőlistára a tagscsoportok létszámukkal arányosan delegálhatnak kutatókat, akik kizárólag a tagscsoport elsőéves munkájának jóváhagyása után írni kezdett publikációkra kerülhetnek rá társszerzőként. Ennek eredményeként, jöllehet a 2007-es csatlakozásunktól kezdve leendő LSC-s társszerzőnek jelölt személy voltam, a Kollaboráció közös cikkeinek szerzőlistájára csak 2009-től kerültem fel.

Az LSC a 2007-es csatlakozásunk után néhány hónappal együttműködési szerződést írt alá a VIRGO kollaborációval, valamennyi adat és erőforrás közös megosztásáról, valamint a találkozókat összehangolásáról. A VIRGO kollaboráció elsősorban olasz és francia kutatókat foglal magába, akik munkájukkal az olaszországi Cascinában található VIRGO GH-detektorra koncentrálnak (VIRGO web, 2011). Az LSC és a VIRGO kollaboráció együttműködéséből megszületett a *LIGO-VIRGO Collaboration (LVC)*, amely közös szerzőlistát is alakított azon cikkek számára, amelyek a LIGO és a VIRGO detektorok adatainak együttes kiértékelését tárgyalják.

Az LVC kötelező előírása szerint bármely olyan publikációt, amely valamely GH-detektor adatainak kiértékelését is tárgyalja, a teljes kollaborációs szerzőlista feltüntetésével kell megjelentetni. Az ilyen publikációk, megjelentetés előtt, egy tipikusan akár 1-2 évig tartó ellenőrzési (*review*) folyamaton mennek keresztül, amely kiterjed a publikáció elkészítésében használt módszerek ellenőrzésére is. Egy keresőszoftver esetén a kód ellenőrzése sorról-sorra történik. A kollaborációs review eljárás egy felkért review-felelős, és egy néhány fős, alkalmi review-munkacsoport bevonásával történik, heti rendszeres telefonos konferenciák megszervezésével.

A doktori munkám alatt az X-pipeline keresőalgorithmus (Sutton et al., 2010), az Omega-pipeline keresőprogram forráspozíció-meghatározó része (Searle et al., 2009), és a LIGO-VIRGO események által indukált, célzott optikai megfigyelések elindítását végző LUMIN

szoftver (The LVC, 2011) ellenőrzésében vettem részt önkéntes kollaborációs ellenőrként. A részvételem lehetőséget adott, hogy a pusztán ellenőrzésen túllépve, fejlesztőként és alkalmazó kutatóként is résztvegyek ezekben a projektekben.

Az X-pipeline algoritmus optimalizálásán túl, a programcsomagot (más kutatókkal együtt) több ismert gamma-felvillanással egyidejű GH-kitörések keresésében használtam 2009-2010-ben, a LIGO ötödik adatgyűjtési időszakának (*Fifth Science Run*, vagy *S5*) adatsorait kiértékelve. A projektből született kollaborációs publikációhoz (The LVC, 2010b) így alapvető fontosságú hozzájárulásaim vannak. A részvételem során megtanultakból sokat felhasználtam a dolgozatom első részének megírásához, mégis, e projekt eredményeit kihagytam a téziseim közül, arra való tekintettel, hogy a projekt elindítója és koordinálója nem én voltam.

A doktori munkám utóbbi három évében jelentős időt töltöttem az LVC ún. "follow-up" programjával. Ebben GH-detektorok riasztásai nyomán rekonstruáljuk a riasztást okozó események lehetséges égi forráspozícióit, és azok irányába elektromágneses teleszkópokkal célzott megfigyeléseket végzünk, tranzienst jelenségeket keresve. A részvételemet kezdetben az Omega-pipeline, majd a LUMIN projektekhez kapcsolódó munkám alapozta meg. Az Omega-pipeline-on keresztül megtanultam a detektorok forráspozíció-meghatározási módszereit, és a programcsomag fejlesztéséhez is hozzájárultam. Fizika BSc-s diplomamunkáimmal, Angler Gáborral, az Omega-pipeline idő-frekvencia térben alkalmazott eseményszűrő módszereit egészítettük ki, Gábor diplomamunkájának keretén belül, 2010-ben (Angler & Raffai, 2010; Angler, 2010). A LUMIN a "follow-up" projektben az optikai teleszkópok riasztásáért felelős szoftverrendszer. E rendszernek tesztelője és alkalmazója voltam, a teleszkópok riasztását végző megbízott felelősök egyikeként, a LIGO S6 adatgyűjtési időszak alatt (The LVC, 2011). Az optikai "follow-up" programból elkészült kollaborációs publikációhoz így szintén jelentős hozzájárulásaim vannak, azt mégsem választottam be dolgozatom témái közé. A publikáció jelenleg a megjelentetésre beadás folyamatában van.

A "follow-up" programon belül egy sokkal önállóbb munkám is volt, amit potenciálisan dolgozatom egyik témájának szántam. A munkám és eredményeinek bemutatása e dolgozatban nemcsak terjedelmi korlátok miatt maradt el, de a belőle készülöbben lévő publikáció is (The LVC, 2011b) még a Kollaboráció más résztvevő tagjainak konkrét hozzájárulásaira vár. Ebben a projektben a Swift űrteleszkóp (Swift web, 2011) célzott megfigyeléseit irányíthatuk néhány LIGO-VIRGO által észlelt, potenciális GH-esemény feltételezett forráspozíciója felé. A Swift teleszkóp röntgen-, és ultraibolya tartományban végzett megfigyeléseket, tranzienst eseményeket keresve. A LIGO-VIRGO keresőszoftvereinek forráslokalizációs pontossága négyzetfok nagyságrendű (The LVC, 2011,b), e területből a Swift maximum öt irányításal végezhetett megfigyelést, egymás után két alkalommal, egyenként 2000 másodperces integrálási idővel, irányításonként $0,4 \times 0,4$ négyzetfokos belátott térszöggel. Mind a megfigyelendő égitestek kiválasztásához, mind az elkészült felvételek analizálásához szükség volt arra, hogy az égitesten már korábban megfigyelt röntgenforrásokat (a röntgen háttérrel) pontosan ismerjük. E szempontokra tekintettel, Handbauer Péterrel, az ELTE hallgatójával egy röntgenforrás-katalógust állítottunk össze (publikus adatbázisokkal dolgozva), amely olyan ismert forrásokat tartalmaz, amelyek GH-jelek forrásai lehetnek. A katalógusunk nemcsak a források legfontosabb paramétereit tartalmazza, de a célzott égitestbe eső, lehetséges forrásgalaxisokról is információt ad (*X-ray & Gravitational-Wave Catalog*, Raffai & Handbauer 2010). A katalógushoz olyan keresőszoftvert fejlesztettünk, amely a Swift egy megadott célzásához kilitázza az ahhoz tartozó forrásokat és galaxisokat. Jóllehet a keresőprogram elkészítésekor a Swift teleszkóp paramétereit vettük alapul, a katalógus és keresőprogram más projektekben ugyanígy használható. Ennek elősegítése érdekében a katalógust, a kere-

sőprogram egy on-line változatával együtt, szabadon elérhetővé tettük a World Wide Weben (XGWC web, 2011). A katalógus és keresőprogramja ténylegesen alkalmazásra is került a LIGO-VIRGO detektorok által indított Swift megfigyelések során, és így részét képezi a projektet ismertető, előkészületben lévő publikációnak (The LVC, 2011b).

Mindezen előzményeket és szempontokat figyelembevéve tehát a dolgozatot olyan munkák bemutatásának szentelem, amelyek az alábbi szempontoknak megfelelnek:

- elindításukban és elvégzésükben is meghatározó szerepem volt;
- az elvégzett munkából relatíve kevés ($\mathcal{O}(1 - 10)$) szerzős publikáció született;
- a munkák folytatása a LIGO-VIRGO kollaboráción belül ígéretes, és biztosított.

Az egyes témák és publikációk feldolgozása során igyekeztem kiválogatni azokat az eredményeket, amelyek a nevemhez szorosan köthetők. Ez a célkitűzés leginkább az LVC *STAMP* munkasortján belül végzett munkáimat érinti, amelyeket a dolgozatom első részében mutatok be.

A dolgozatomban ismertetett projektek elindulásukkor nemcsak a magyarországi kutatási területek kínálatában, de a LIGO-VIRGO kollaboráción belül is újszerűnek számítottak. A 2007-ben megjelent cikkünk (Raffai et al., 2007), amelyben elméleti modellek motiválására a másodpercesnél hosszabb időtartamú GH-jelek azonosítására javasoltunk keresési technikát, az első publikációk egyike volt a témában. A LIGO-VIRGO kollaborációban, részben a munkánkhoz is köthető módon, csak 2008-ban alakult meg az első olyan munkacsoport, amely az ilyen típusú jelekre optimalizálva kívánt kidolgozni egy teljes jelkereső programcsomagot. Az általunk definiált *hosszú gravitációshullám-tranziensek* keresése a munkánk nyomán mára általánosan elfogadottá vált, és a Kollaboráción belül a témát élénk érdeklődés övezi. A dolgozatom első része a munkacsoport tagjaként végzett munkámat tárgyalja.

A földi interferometrikus GH-detektorok, mint precíziós pozíciómérő eszközök kiaknázása a GH-jelek észlelésén túlmutató fizikai kutatásban, még szintén gyerekcipőben jár. A dolgozatom második részében egy ilyen projektre mutatok példát, a kísérleti gravitációkutatás területéről. Tekintve, hogy a dolgozatrészben tárgyalt kísérleti összeállítás a GH-detektálás szempontjából is várhatóan számos gyakorlati előnnyel jár (ilyen előny a GH-detektorok 1%-nál pontosabb amplitúdó- és fáziscalibrációja, vagy a környezeti gravitációs gradiensekre vett átviteli függvények feltérképezésének lehetősége), a projekt teljes megvalósulására reális esélyt látunk.

Mindezek alapján vázlatosan összefoglalom azokat a tézispontokat, amiknek részletesebb kifejtésére a dolgozatom további részeiben vállalkozok. Dolgozatom első része az alábbi tézispontokat tárgyalja:

- Az $\mathcal{O}(1 - 10^5 \text{ sec})$ időtartamú GH-jeleket *hosszú GH-tranziensekként* definiáltuk, megkülönböztetve őket a hagyományosan ismert rövid ($\mathcal{O}(\lesssim 1 \text{ sec})$) GH-tranziensektől, és az időben "állódo" ($\mathcal{O}(> 10^5 \text{ sec})$) GH-jelektől. Az elkülönítést a feltételezett forrásmechanizmusok közötti eltérések, valamint a háromféle időskálán alkalmazható jelkeresési technikák módszertani különbségei motiválják.
- Szisztematikusan áttekintettük a hosszú GH-tranziensek valamennyi ma ismert, lehetséges asztrofizikai forrását és forrásmodelljét. A forrásmodellek alapján számszerű becslésekkel vizsgáltuk meg a várható GH-jelek detektálhatóságát.

- Megalkottuk a hosszú GH-tranziensek keresésére specializált programcsomagot *Stochastic Transient Analysis Multi-detector Pipeline (STAMP)* néven, amely hidat képez a rövid GH-tranziensek, és az állandó GH-jelek keresésére kidolgozott technikák között. A keresőeljárás kiválasztott detektorpárok adatainak keresztkorrelálásával állít elő idő-frekvencia térképeket, amelyeken a jelkeresés már egy képfeldolgozási problémaként értelmezhető. Részletesen kidolgoztuk a keresőeljárás teszt-statisztikáit, valamint kapcsolatot teremtettünk egy térkép több pixeljére vett teszt-statisztika, és a pixelekhez tartozó potenciális GH-forrás izotróp-ekvivalens energiakioldása között.
- Megvizsgáltuk egy teszt-statisztikánk valódi LIGO H1 és L1 detektorok zajmintáiból nyerhető eloszlását, és megállapítottuk, hogy az eloszlás Gauss-eloszlású detektorzajt feltételezve Monte Carlo szimulációkkal is reprodukálható. A szimulációkkal így közvetlen eszközt kaptunk ahhoz, hogy a teszt-statisztikák kereséshez használt észlelési határértékeit beállítsuk.
- Megalkottuk a kvázi-monokromatikus, hosszú GH-tranziensek keresésére specializált *Locust* és *Hough* képfeldolgozó eljárásokat. Az eljárások alkalmazhatóságát hosszú GH-tranziensek keresésében a *van Putten*-féle modell mesterségesen szimulált jeleinek, és egyes környezeti zajok által okozott *glitchek* rekonstruálásával demonstráltuk.
- A STAMP, a Locust, és a Hough eljárásokat a LIGO S6 adatgyűjtési időszaka alatt észlelt gamma-felvillanásokból származó, kvázi-monokromatikus, hosszú GH-tranziensek célzott keresésében használjuk. A keresési paraméterek optimalizálási folyamatában megállapítottunk egy konzervatívnak számító időablakot, amelyen belül egy gamma-felvillanás forrásobjektumából a GH-jel megérkezése várható. Az összesen 500 sec hosszú időablak [-350s,+150s] arányban oszlik meg a GRB észlelési ideje körül. A megállapításához elméleti modellek által motivált összehasonlításokat végeztünk a rendelkezésünkre álló GRB-megfigyelések eredményeivel.

Dolgozatom második része a következő tézispontokat tárgyalja:

- Felismerve, hogy a második és harmadik generációs GH-detektorok alacsony frekvenciás (< 10 Hz) érzékenységet a környezeti gravitációs gradiens zaj korlátozza, valamint ismerve a vonatkozó elméleti modellek korlátait, kidolgoztunk egy kísérleti eljárást, amellyel a GH-detektorok gravitációs gradiens zajra vett átviteli függvénye feltérképezhető. Az eljárásban eszközként egy olyan tetszőleges, periodikusan változtatott tömegeloszlást (egy *DFG-t*) javasolunk, amelynek lokális gravitációs terében a kvadrupól tag dominál.
- Analitikus számolásokkal igazoltuk, hogy a GH-detektor teszt tömegétől néhány méterre elhelyezett, $\mathcal{O}(0, 1\text{ kg} \cdot \text{m}^2)$ kvadrupólmomentumú DFG gravitációs gradiens jelét a detektor $\mathcal{O}(1 - 1000 \text{ sec})$ integrálási idő alatt észlelni tudja. Igazoltuk, hogy egy ilyen DFG várhatóan képes a GH-detektorok 1%-nál pontosabb amplitúdó- és fáziskalibrációjára.
- Numerikus szimulációkkal megállapítottuk azt a méretskálát ($0, 1 - 10\text{m}$) és erősségi skálát ($> 10^{-5} - 10^{-7}$), ami határokon belül a közeljövőben rendelkezésre álló interferometrikus szenzorok reálisan képesek lehetnek a Yukawa-típusú nem-newtoni gravitációs potenciálok kimérésére, az ezidáig kísérlettel elért erősségiparaméter-határok ($10^{-3} - 10^{-4}$) alatt. A mérés kivitelezésére két DFG alkalmazását javasoljuk, egy kioltási kísérletben.

Végül említést szeretnék tenni az ELTE Atomfizikai Tanszékének tanársegédjeként 2010 januárjától végzett oktatói munkámról, amely a dolgozatom "Bevezetés" részét érinti. A 2010. év tavaszi félévétől témavezetőm, Dr. Frei Zsolt, és jómagam kezdeményezésére egy új előadás, *"Gravitációshullám-asztrofizika"* címmel, került be az ELTE asztrofizika szakirány kötelezően választható kurzusainak kínálatába. Az előadás tematikáját és anyagát, jegyzeteket, és a számonkérés módját, teljes egészében a tanársegédi munkám keretében dolgoztam ki, az LVC-ben szerzett munkatapasztalataim, és a Kollaboráció továbbképzéseim elsajátított tudásanyagom alapján. Az előadás közel naprakész információkkal kívánja felkészíteni a jövő asztrofizikus generációját a gravitációshullám-fizika alkalmazott módszertanából, és aktuális problémáiból. Az előadás tematikája (lásd GH-asztro tematika 2011) átfogó képet ad a jelenségkör elméleti háttéréről, a GH-detektorok műszeres felépítéséről, az adatfeldolgozás módszereiről, valamint a gravitációs hullámok asztrofizikai forrásairól és célzott kereséseiről. A dolgozatom "Bevezetés" része nagyban épít az előadás keretében elhangzottakra, és számos hallgatóm hasznos, segítő megjegyzéseit is magába foglalja (a hallgatók nevét a dolgozatom "Köszönetnyilvánítás" részében sorolom fel). Az előadás honlapja a (GH-asztro web, 2011) hivatkozás alatt megadott webcímen található.

Bevezetés

0.1. A gravitációs hullámok

Ebben a fejezetben áttekintem a gravitációs sugárzás elméleti hátterét, és a gravitációs hullámok feltételezett tulajdonságait az elmélet előrejelzései alapján. A fejezet felépítése több helyen épít a (Saulson 1994; Hendry 2007) összefoglalókban tárgyaltakra. A gravitációs hullámok elméletét nagyobb részletességgel a (Misner et al. 1970; Weinberg 1972) szakkönyvek tárgyalják. Magyar nyelvű összefoglalót a témában a (Frei 2009) ad.

Einstein általános relativitáselméletében a négydimenziós téridő lokális tulajdonságait a 4×4 -es szimmetrikus mátrixszal reprezentálható $g_{\mu\nu}$ *metrikus tenzor* adja meg (a μ és ν általános indexek 0 értéket felvéve az időkoordinátát, 1 és 3 közötti értékeket felvéve pedig az egyes térkoordinátákat reprezentálják). $g_{\mu\nu}$ a koordináta-transzformációk során invariáns téridő intervallum, δs^2 meghatározását is lehetővé teszi:

$$\delta s^2 \equiv g_{\mu\nu} \delta x^\mu \delta x^\nu. \quad (1)$$

A kifejezésben többször szereplő indexekre automatikusan összegzést feltételezünk, az idő mérése pedig olyan egységekben történik, amelyekre a fény vákuumbeli sebessége, c , egységnyi értékű (ahol azt a szemléletesség megköveteli, a c faktort a képletekben kiírom).

Az (1) egyenlet alapján a téridő két eseményének távolságát integrálással határozzuk meg:

$$s = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(g_{\mu\nu}(\lambda) \frac{dx^\mu}{d\lambda} \frac{dx^\nu}{d\lambda} \right)^{1/2} d\lambda, \quad (2)$$

ahol λ a λ_1 és λ_2 közötti integrálási út paramétere, a $g_{\mu\nu}$ mátrix elemeit pedig e paraméter függvényeként adjuk meg.

Szabad részecskék mozgása olyan λ értékek mentén történik, amelyekre s extrémális értékű. E feltételt a téridő *geodetikusai*, azaz a görbült geometriájú tér két pontja közötti legrövidebb utat kijelölő pályák elégítik ki. A pályákat λ szerint parametrizálva a tömeggel rendelkező részecskék geodetikus egyenlete:

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\lambda^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \frac{dx^\mu}{d\lambda} \frac{dx^\nu}{d\lambda} = 0, \quad (3)$$

ahol az egyenlet $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ együtthatói, vagyis a *Christoffel-szimbólum*, a következőképp definiálható:

$$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha \equiv \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \left\{ \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x^\mu} + \frac{\partial g_{\beta\mu}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^\beta} \right\}. \quad (4)$$

A Christoffel-szimbólum ismeretében megadhatjuk a téridő $R_{\mu\sigma\nu}^\lambda$ -vel jelzett *Riemann-féle görbületi tenzorát*:

$$R_{\mu\sigma\nu}^{\lambda} \equiv \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}}{\partial x^{\sigma}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\sigma}^{\lambda}}{\partial x^{\nu}} + \Gamma_{\sigma\alpha}^{\lambda} \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} - \Gamma_{\nu\alpha}^{\lambda} \Gamma_{\mu\sigma}^{\alpha}. \quad (5)$$

A tenzor *kontrakciója* révén $R_{\mu\nu}$ -t, vagyis a *Ricci-tenzort* kapjuk:

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\lambda\nu}^{\lambda}. \quad (6)$$

A Ricci-tenzorból és a metrikus tenzorból képezett Ricci-skalár, R , a koordinátarendszer választásától független (skalár)mennyiség lesz:

$$R \equiv g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}. \quad (7)$$

A téridő metrikája, és a téridő anyagi tartalmát jellemző *energia-impulzus tenzor*, $T_{\mu\nu}$, között az összefüggést az *Einstein-egyenlet* adja meg:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad (8)$$

ahol G a newtoni gravitációs állandó.

A (8) Einstein-egyenletben szereplő tenzorok mind 4×4 -es, szimmetrikus mátrixokkal reprezentálhatók. Az Einstein-egyenletből ezért - a független mátrixkomponenseket tekintve - 10 darab csatolt, nemlineáris differenciálegyenlet származtatható. A téridő metrikája, és a görbült téridőben mozgó anyagi részecskék dinamikáját e differenciálegyenletek megoldásával tudnánk megadni. Ez analitikusan, közelítések alkalmazása nélkül nehéz feladat. A következőkben ezért a $T_{\mu\nu} = 0$ anyag nélküli (vákuum) esetet, és ún. *gyenge tér közelítést* használva oldjuk meg. A közelítés értelmében a $g_{\mu\nu}$ metrikus tenzor a következő alakban adható meg:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (9)$$

ahol $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ a "sík" téridő metrikus tenzora, vagyis a *Minkowski-tenzor*; $h_{\mu\nu}$ pedig e sík téridő perturbációját jellemző tenzor, amelynek mátrixelemei eleget tesznek a

$$|h_{\mu\nu}| \ll 1. \quad (10)$$

feltételnek.

A (9) és (10) feltételeknek megfelelő $g_{\mu\nu}$ metrikus tenzossal az Einstein-egyenlet megoldása során csak azokat a tagokat vesszük figyelembe, amelyek a $h_{\mu\nu}$ mátrix elemeit első rendben tartalmazzák. Egy itt nem részletezett, speciálisan választott koordinátarendszerben (Hendry 2007) felírva a $\bar{h}_{\mu\nu}$ perturbációs tenzort, valamint a rendelkezésre álló mérték-szabadságot kihasználva a $\bar{h}_{,\alpha}^{\mu\alpha} = 0$ feltételként felírható *Lorentz-mértékkel* (Hendry 2007) dolgozva, az Einstein-egyenlet az alábbi hullámeqyenletre egyszerűsödik:

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (11)$$

Monokromatikus síkhullámot feltételezve a (11) megoldásai így írhatók fel:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \text{Re} [A_{\mu\nu} \exp(ik_{\alpha} x^{\alpha})] \quad (12)$$

ahol a "Re" az argumentumban szereplő komplex függvény valós részét jelöli, $A_{\mu\nu}$ a hullám 4×4 -es, szimmetrikus mátrixként reprezentálható amplitúdója, k_{α} pedig a négydimenziós

hullámszámvektor. Az Einstein-egyenlet vákuum esetére, gyenge tér közelítésben kapott hullám-megoldásait nevezzük általános esetben *gravitációs hullámoknak*, a hozzájuk tartozó $h_{\mu\nu}$ tenzort pedig a téridő metrika perturbációs vagy *torzulás (strain)* tenzorának.

A Lorentz-mértékfeltételből adódik, hogy

$$\bar{h}^{\mu\alpha}_{,\alpha} = A^{\mu\alpha} k_\alpha = 0. \quad (13)$$

Ez az eredmény értelmezhető úgy, hogy a hullám amplitúdója és a hullámszámvektor egymással ortogonálisak, vagyis a gravitációs hullám transzverzális hullám. Ezenkívül a (13) egyenlet minden $\mu = 0 - 3$ értékre egy feltételt szab, vagyis a szimmetrikus $A_{\mu\nu}$ mátrixnak csak hat komponense lesz független egymástól. Felhasználva a kovariáns deriváló operátorok kommutációs tulajdonságait, valamint a mértékrögzítő feltételt az alsó indexekben, felírható az alábbi egyenlet:

$$\bar{h}^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} = \eta^{\alpha\sigma} \bar{h}_{\mu\nu,\alpha\sigma} = 0, \quad (14)$$

amelyből következik, hogy $k_\alpha k^\alpha = 0$, vagyis a hullámszámvektor fényyszerű négyesvektor. Ez egyet jelent azzal, hogy a hullám terjedési sebessége megegyezik a c fénysebességgel.

Anélkül, hogy ennek bizonyítására vállalkoznék (a részletekért lásd (Misner et al. 1970; Weinberg 1972)), megjegyzem, hogy létezik olyan mértéktranszformáció, amellyel a $A_{\mu\nu}$ amplitúdó mátrixának 6 független komponense tovább redukálható 2 független komponensre. Azt a mértéket, amelyben ez a feltétel teljesül, *transzverzális* és *spurtalan* mértéknek (*Transverse Traceless* mérték; röviden *TT mérték*, vagy *TT gauge*) nevezzük, az ebben a mértékben felírt mennyiségeket pedig általában felső (TT) indexszel látjuk el. A TT mértékben az amplitúdó komponenseire teljesül, hogy $A_\mu^{(TT)\mu} = 0$, és $A_{\mu 0}^{(TT)} = 0$, $\forall \mu$ -re.

Tegyük fel, hogy a nyugalmi megfigyelőhöz rögzített koordináta-rendszerben "z"-irányból egy gravitációs hullám érkezik. A $\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)}$ tenzor komponensei a (12) egyenlet alapján az alábbi alakot veszik fel:

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = A_{\mu\nu}^{(TT)} \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right). \quad (15)$$

Ebben az esetben a $\bar{h}_{\mu\nu,\alpha}^{(TT),\alpha} = 0$ feltétel alapján $A_{\mu z}^{(TT)} k^z = 0$ egyenletek adódnak, vagyis $A_{\mu z}^{(TT)} = 0$ minden μ -re. Az előzőekhez képest ez további 4 független feltétel, így $A_{\mu\nu}^{(TT)}$ -nak összesen két független komponense marad. Végeredményben tehát $\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)}$ mátrix formában reprezentálva felírható a

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_+ & \bar{h}_\times & 0 \\ 0 & \bar{h}_\times & -\bar{h}_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

alakban; vagy másképpen, megkülönböztetve a \bar{h}_+ -hoz és \bar{h}_\times -hez tartozó tenzorok koordináta-reprezentációit, $\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = \bar{h}_{+\mu\nu} + \bar{h}_{\times\mu\nu}$:

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(TT)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_+ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\bar{h}_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{h}_\times & 0 \\ 0 & \bar{h}_\times & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

A független komponensek továbbá a (15) egyenlet alapján felírhatók így is:

$$\bar{h}_+ = A_+ \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right), \bar{h}_\times = A_\times \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right). \quad (18)$$

ahol \bar{h}_+ és \bar{h}_\times a beérkező gravitációs hullám két, egymástól független polarizációjú komponenseként értelmezhető. E két komponens linárkombinációjaként a hullámegyenlet bármely megoldása felírható.

Összefoglalva tehát az eddigieket:

- Az Einstein-egyenlet vákuum esetére, és gyenge tér közelítésben vett hullámszerű megoldásait nevezzük gravitációs hullámoknak.
- A gravitációs hullámok fénysebességgel haladnak.
- A gravitációs hullámok esetén a rezgés iránya merőleges a hullám terjedési irányára, vagyis a gravitációs hullámok transzverzális hullámok.
- A gravitációs hullámoknak kétféle független polarizációja (h_+ és h_\times) létezik, egy valós hullám e két hullámtag linárkombinációjából áll össze.

0.2. A gravitációs hullámok forrása

A matematikai leírásukat alapul véve a gravitációs hullámok (a továbbiakban *GH*-k) és az elektromágneses (*EM*) hullámok között sok tekintetben analógiát vonhatunk. Forrásukat tekintve, ahogy az *EM*-hullámokat gyorsuló elektromos töltések képesek keltetni, úgy a *GH*-kat tömegpontok mozgása. Hasonlóan, ahogy a töltésmegmaradás elve alapján monopól *EM*-sugárforrás létét kizárhatjuk, az anyagmegmaradás elve miatt azonos következtetést vonhatunk le a gravitációs hullámok esetére is. Gravitációs hullámok keltésére azonban csupán egyféle "töltés" gyorsítására van lehetőség, szemben a kétféle (pozitív és negatív) elektromos töltéssel. Ennek eredményeként gravitációs dipólusugárzás keltése sem lehetséges. A multipól-sorfejtést elvégezve kiderül, hogy az első tag, ami gravitációs sugárzás keltésére alkalmas, az $I_{\mu\nu}$ kvadrupólmomentumot tartalmazó tag lesz, ahol:

$$I_{\mu\nu} = \int_V \left(x_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} r^2 \right) \rho(r) d^3r. \quad (19)$$

A 0.1. fejezetben a $T_{\mu\nu} = 0$ feltétel bevezetésével a vákuumban terjedő gravitációs hullámok leírásával foglalkoztam. Ha a $T_{\mu\nu}$ energia-impulzus tenzort a tömegeloszlás kvadrupólmomentumát leíró tenzor felhasználásával írjuk fel, és az előzőekben már alkalmazott közelítésekkel élünk, az Einstein-egyenletek megoldásaként ismét hullámokat kapunk, amelyek *forrása* a tömegeloszlás gyorsuló kvadrupólmomentuma lesz. Az így eredményként kapott $h_{\mu\nu}$ tenzor komponenseit a forrás d távolságának függvényében az alábbi kifejezéssel adhatjuk meg:

$$h_{\mu\nu} = \frac{2G}{dc^4} \ddot{I}_{\mu\nu}, \quad (20)$$

ahol a $\ddot{I}_{\mu\nu}$ a kvadrupólmomentum-tenzor komponenseinek kétszeres időderiváltját jelenti.

A (20) egyenlettel becslést adhatunk egy d távolságra lévő asztrofizikai forrás által keltett $h_{\mu\nu}$ komponenseinek jellemző nagyságára, h -ra. Felső becslésként egy M tömegű forrás relativisztikus mozgását feltételezve:

$$\ddot{I}_{\mu\nu} \sim Mc^2. \quad (21)$$

Még ezzel a felső becsléssel is a h nagyságrendje:

$$h \lesssim \frac{1}{d} \frac{2GM}{c^2} \lesssim 10^{-19} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)^{-1}, \quad (22)$$

ahol M_\odot a Nap tömege. A (22) egyenletben kapott kifejezés lényegében nem más, mint a forrásobjektum $r_s = 2GM/c^2$ Schwarzschild-sugarának és d távolságának az aránya. E becslés az eredményül kapott h rendkívül kis nagyságrendje ellenére is optimistának mondható, egy tipikus gravitációshullám-forrás ugyanis nyugalmi tömegének csak töredékét sugározza ki ilyen hullámok formájában. Mindezek egyenes következménye, hogy földi, vagy akár Naprendszer-beli környezetben a detektálás szempontjából jelentősnek mondható GH-forrást nem fogunk találni.

Ha a gravitációs hullámok keltésében elfogadjuk dominánsnak a tömegeloszlás kvadrupólmomentumból származtatható sugárzási tagot, úgy a keltett GH frekvenciája a tömegeloszlás jellemző változási frekvenciájának kétszerese lesz. Erre a GH-frekvenciára is adhatunk egy felső becslést. Amennyiben forrásnak egy relativisztikus, kompakt objektum periodikus mozgását feltételezzük, a GH-frekvenciára felső határt a fény objektumon való áthaladásának ideje szabhat. Ha az objektum karakterisztikus méretét önmaga gravitációs sugarával azonosítjuk, a GH-frekvenciára adható becslült felső határ:

$$f_{\text{GW}} \lesssim \frac{c^3}{4\pi GM} \sim 16 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \text{ kHz}. \quad (23)$$

A gravitációs sugárzás várható nagyságrendje, és maximális frekvenciája alapján számvehetjük azokat az alapvető asztrofizikai forrástípusokat, amelyek jelei a földi GH-detektorokkal észlelhetőek lehetnek. A témában egy áttekintést a (Hughes et al. 2001) publikáció ad, a részletesebb elmerüléshez a publikáció hivatkozásait is ajánlom.

- kompakt kettősrendszerek

A kompakt kettősrendszerek ma a legjobban modellezett GH-jelek forrásai. A földi detektorokkal várhatóan észlelhető kettősrendszerek tagjai mind neutroncsillagok (a továbbiakban *NS*-ek), és/vagy fekete lyukak (a továbbiakban *BH*-k). Feketelyuk-kettősöket EM-jel hiányában eddig nem sikerült megfigyelni, de EM-hullámokat kibocsátó NS-kettősöket a saját galaxisunkból is ismerünk (referenciáért lásd a Hughes et al. 2001 hivatkozásait). Ezek közé tartozik az az összezuhanó kettősrendszer is, amelynek hosszútávú rádióantennás megfigyeléséért Hulse és Taylor 1993-ban Nobel-díjat kapott (Frei 2009). A rendszer einsteini elmélettel leírható módon változó periódusidejét ma széles körben a GH-kibocsátás közvetett bizonyítékeként fogadják el.

A galaktikus kettősrendszerek kezdő periódusideje általában az órák skálán figyelhető meg, amely túl alacsony frekvencia ahhoz, hogy GH-jelüket földi detektorokkal észlelni lehessen. Mivel azonban az ilyen rendszerek várhatóan energiát és impulzusmomentumot is veszítenek GH-k kibocsátása révén, a rendszer pálya-frekvenciája folyamatosan nő, ahogy a tagok bespirálozó mozgással zuhannak egymásba. Évszázmilliók szükségesek ahhoz, hogy a megfigyelt galaktikus kettősök GH-jele egy földi detektorral észlelhető frekvenciájúvá váljon; ekkor ez a jel a tagok összeütközéséig még maximálisan 10 percig lehet észlelhető. A bespirálozás közben a tagok elliptikus pályája körkörösé válik, miközben a GH-jel amplitúdója egyre nő. Ezt a növekvő frekvenciájú és amplitúdó jelet szokás *chirp* jelnek nevezni. A bespirálozást követően a tagok összezuhannak (*merger* fázis), megjósolhatatlanul bonyolult formájú GH-jelet kibocsátva, majd az összeolvadás utáni maradványtag egy gyors lecsengésű *ringdown* fázison megy

keresztül, amely során forgása a GH-kibocsátás miatt lassul. A *ringdown* fázisban a forrás csökkenő amplitúdójú és frekvenciájú GH-jelet bocsát ki.

A bespírálozás, a merger, és a *ringdown* fázis GH-jelei közül az első az, amely - elsősorban spinmentes tagokat feltételezve - a legpontosabban modellezhető. A chirp jelek keresésében rendelkezésre állnak olyan minta-hullámformák, amelyek amplitúdója a *poszt-newtoni* (PN) *sorfejtés* 5/2-ik, fázisa pedig a 7/2-ik rendjéig ismert (lásd (Blanchet 2007) és hivatkozásait), jóllehet ilyen jelek keresésében általában csak az első/második rendig számolt hullámformákat veszik alapul (lásd például (Abbott et al., 2009)). Spinnel rendelkező tagoknál a hullámforma modellezésében már mintegy tíz független paramétert kell figyelembe venni, a spinekre visszavezethető effektusok pedig már a 3/2-ik és második PN rendben is lényegesek (Blanchet 2007). Nemzérus spinű tagokból származó GH-jelek keresése emiatt technikailag komoly kihívás, így a chirp jelek keresése a legtöbbször a zérus spinű esetre korlátozódik. A keresés technikája az ún. *matched filtering*, amelyben a kettősrendszer-paraméterek egy választott halmazán előállítjuk az ezekhez tartozó hullámformák Fourier-spektrumát, majd egy komplex szorzásra (azaz keresztkorrelációra) épülő művelettel megvizsgáljuk ezek hasonlóságát a GH-detektorunk kimeneti spektrumával. A *matched filtering* technika nemzérus spinű esetben elsősorban a paramétertér nagy dimenziószáma miatt nehezen kivitelezhető.

A kettősrendszerekből észlelhető GH-jelek eseményrátájára az ismert galaktikus NS-kettősök számából, valamint csillagfejlődési modellekből következtethetünk. Az eseményráta-bebecslések mindkét módszer alapján nagyon bizonytalanok, különösen fekete lyukat is tartalmazó kettősrendszerek esetén. Az elsőgenerációs LIGO detektorokkal (lásd a 0.3.1. alfejezetet) az észlelési események feltételezett gyakorisága - valószínűnek mondható becsléssel élve - $\sim 1/(50 \text{ év})$ NS-NS kettősök, $\sim 1/(250 \text{ év})$ NS-BH kettősök, és $\sim 1/(150 \text{ év})$ BH-BH kettősök esetén (Kalogera et al., 2004; O’Shaughnessy et al., 2008). A becsült észlelési ráták második generációs (Advanced) LIGO detektorokkal már $\sim 40/\text{év}$ NS-NS kettősökre, $\sim 10/\text{év}$ NS-BH kettősökre, és $\sim 20/\text{év}$ BH-BH kettősökre.

A kettősrendszerek jelentőségét nem csak az adja, hogy jól modellezhető GH-jelük révén a GH-detektor adataiban az összes eddig ismert jeltípus közül a legnagyobb érzékenységgel kereshetők, de az esetlegesen észlelt jelek amplitúdó- és frekvencia-evolúciójából közvetlenül következtethetünk a jelforrások távolságára is (Schutz, 1986). Ez a kozmológiai távolságskala ellenőrzését teszi majd lehetővé várhatóan a $z \sim 0,5 - 1$ vöröseltolódásokig.

- periodikus és kváziperiodikus jelforrások

A periodikus GH-jelforrások a jelüket tartósan egy jól meghatározott frekvencián bocsátják ki (a kváziperiodikus források jele szintén egy frekvenciára, vagy szűk frekvenciatávra korlátozódik, amely azonban időben eltolódhat). Az ilyen jelforrások feltételezett prototípusa egy nem forgásszimmetrikus tömegeloszlású, forgó NS. A Tejútban és a Magellán-felhőkben eddig EM-megfigyelésekkel mintegy ~ 2000 forgó NS-t azonosítottak, de a csillagfejlődési modellek alapján a Tejútban belül akár $\sim 10^9$ nagyságrendű NS is lehet (lásd a Hughes et al. 2001 publikációt és hivatkozásait). Ezek rádiópulzár-jelét akkor tudjuk azonosítani, ha az NS mágneses pólusa a forgás közben újra és újra a földi rádióantenna felé mutat. A neutroncsillagok GH-jelének észlelésével várhatóan olyan NS-eket is megfigyelhetünk, amelyek az EM-megfigyelések számára láthatatlanok maradnának.

Egy forgó, nem-forgásszimmetrikus NS által kibocsátott GH amplitúdója az NS aszimmetriájának mértékével arányos. Ezt az aszimmetriát a forgástengelyre merőleges két tengelyre számolt kvadrupólmomentum-komponensek különbségével jellemezhetjük. Az aszimmetria lehetséges mértéke, és így az NS-ből várható GH amplitúdója, a NS állapotegyenletétől erősen függ. Mivel a neutroncsillagok állapotegyenlete ma sem pontosan ismert, a GH-amplitúdók előrejelzése bizonytalan. A forgó, aszimmetrikus NS-ek GH-jelének észlelésével azonban az NS-állapotegyenletre vonatkozóan is következtetéseket vonhatunk le. A GH-amplitúdókra vonatkozó bizonytalanságok ismeretében is várhatóan csak olyan NS-ek jelének észlelésére van esély az elsőgenerációs detektorokkal, amelyek a saját galaxisunkban helyezkednek el.

A forgó NS által kibocsátott GH-jel amplitúdója a jel frekvenciájának négyzetével is arányos, ahol a jel frekvenciája az NS forgási frekvenciájának kétszerese. A pulzár-megfigyelések alapján egy NS forgási frekvenciája maximális esetben is csak a kilohertzes nagyságrendet érheti el, vagyis a GH-jelet valahol ~ 2000 Hz alatt kell keresnünk. Ahhoz, hogy a detektor kimeneti adatsorából a jel detektálásához elegendő jel-zaj arányt gyűjtsünk össze, az integrálást akár hónapok alatt összegyűlt adattal kell elvégeznünk (a jel-zaj arány az integrálási idő gyökével arányosan nő; lásd a dolgozat 1.1.2. alfejezetét). Ennyi idő alatt azonban a GH-jelet a Föld forgása és Nap körüli keringése folytán fellépő Doppler-eltolódás frekvencia-modulálni fogja. Ha az NS égi pozíciója pl. EM-megfigyelésekből nem ismert, a frekvencia-eltolódás pillanatnyi mértéke és iránya ismeretlen lesz, ami lehetetlenné teszi a hosszú ideig tartó koherens adatgyűjtést. Ismeretlen forráspozíció esetén lényegében minden lehetséges forráspozícióra külön el kell végezni az integrálást ahhoz, hogy a jeldetektálást kizárhassuk, ez pedig a nagy számításigény miatt technikailag nehéz feladat. A forrás változó relatív pozíciója a detektorhoz képest, és a detektor irányfüggő érzékenysége a NS jelének amplitúdóját is modulálni fogja, ami a jel spektrumában oldalsávok megjelenését fogja okozni. A megjelenő oldalsávok távolsága a fő csúcstól tipikusan a Föld forgási frekvenciájának többszörösei, valódi GH-jel esetén tehát a detektor kimeneti spektrumában egy ilyen, fix távolságú csúcssorozatot keresünk. A csúcssorozat keresésekor a Doppler-eltolódást a forrás pozíciójának ismeretében korrigálni kell.

A koherens integrálást három további fizikai effektus is nehezíti. Az első a jel frekvenciájának folyamatos csökkenése az NS forgásának lassulása miatt, amely jelenség talán épp a GH-kibocsátás miatti energiavesztésre vezethető vissza. Ezt a jelenséget a szakirodalom *NS spin down*-nak nevezi. A másik ilyen effektus az NS csillagrengrés-szerű szerkezeti átrendeződései okán bekövetkező hirtelen frekvenciaváltozások (*NS glitch*), amik követheztelenné teszik a jel frekvenciaváltozását. A pulzár-megfigyelések alapján ilyen glitch-jelenség évente néhányszor következik be egy NS-nél. Végül nehézséget jelent az is, hogy a jel frekvenciája és fázisa kis mértékben folyamatosan fluktuál (*timing noise*), ami hatás csökkenti csak úgy lehet, ha az integrálás frekvenciatartománya a fluktuáció sávját is lefedi.

Két ismert égi pozíciójú pulzár, amelyre a LIGO célzott jelkeresést végez a *Vela pulzár* és a *Rák-kód pulzár* (The LSC, 2008; The LVC, 2010; Abadie et al., 2011). A Rák-kód pulzár a rádió-megfigyelések alapján egy kb. 25 km átmérőjű, másodpercenként 30 fordulatot megtévő NS, amely a Földtől 2 kpc-re lévő Rák-ködben található egy 1054-ben felrobbant szupernóva maradványaként. A rádió-megfigyelések azt mutatták, hogy a pulzár forgása naponta 38 nanoszekundummal lassul. A LIGO S5 adatainak elemzése során a pulzár GH-jelét nem sikerült megtalálni, amiből arra lehet következtetni, hogy az NS a lassulását okozó energiavesztésig maximálisan 4%-át bocsáthatja csak

ki gravitációs hullámok formájában. Ez az NS gömbi sugarának relatív eltérésére egy $\Delta R/R < 10^{-5}$ felső korlátot szab. Annak ellenére, hogy a GH-megfigyelés az egyetlen ismert módja annak, hogy erre az aszimmetriára felső korlátot szabjunk, az 1 évnyi S5 LIGO adat nem volt elegendő ahhoz, hogy az analízissel az elméletileg előrejelzett $\Delta R/R < 10^{-7}$ határ alá lehessen menni.

Feltételezhető kváziperiodikus forrásra példa a forgó neutroncsillagok r-módusú instabilitásai (lásd az 1.2.1. alfejezetet), valamint az alacsony tömegű röntgen-kettősök (*low-mass X-ray binary*, vagy *LMXB*), amelyekben egy NS egy közeli csillagtársról vonz át anyagot, röntgensugárzást, és vélhetően gravitációs hullámokat is kibocsátva. Az előbbi források intenzív lassuláson mennek keresztül a GH-kibocsátás miatt, míg utóbbiakban az NS forgása gyorsul a csillagtárstól átvett impulzusmomentum miatt, amíg a GH-kibocsátás lassító hatása ezzel egyensúlyt nem tart. Az LMXB-k előnye, hogy égi pozíciójuk a röntgen-megfigyeléseknek köszönhetően általában jól ismert.

- nagyenergiájú ütközések és csillagösszeomlások

A nagytömegű csillagok összeomlása, valamint a BH-BH, BH-NS, és NS-NS kettősök összeütközései során rövid ideig tartó, nagyenergiájú GH-kitöréseket várunk. A folyamatok modelljeinek bizonytalansága miatt a várható hullámformák előrejelzése is bizonytalan. Ilyen folyamatok megfigyelésére azonban a GH-detektorok mellett elektromágneses teleszkópok és neutrínó-detektorok is rendelkezésre állnak. Többféle jel egyidejű megfigyelése nemcsak a detektálás bizonyosságát erősíti meg, de a jeleket kibocsátó fizikai folyamatokról is több információt nyerhetünk.

Mivel a GH-kitörések keresésében legfeljebb korlátozottan áll rendelkezésünkre előzetes információ a várt hullámformáról, a jelkeresési stratégia elsősorban arra épít, hogy a GH-jel közel egy időben, azonos frekvenciasávban, és nagyon hasonló jelalakokkal jelenik meg több GH-detektor adatsorában. Az analízis során tehát kiemelkedő energiataralmú eseményeket keresünk több detektor keresztkorrelált adatsorában (példának lásd az 1.2. fejezetben ismertetett keresési technikát), vagy az adatsorokban külön-külön, az események egyidejűségét és spektrális hasonlóságát szem előtt tartva. Kitörések keresése általában az idő-frekvencia térben történik, sok esetben *célzott* módon, pl. a forrásesemény idejének és égi pozíciójának ismeretében, amelyeket EM-megfigyelésekből ismerünk. A korlátozott előzetes ismeretek miatt a keresés csak közeli forrásesemények jelét képes megfelelő jel-zaj aránnyal rekonstruálni. Egy, a saját galaxisunkban bekövetkező szupernóva-robbanás jele például nagy jel-zaj aránnyal rekonstruálható, ilyen eseményekből azonban a Tejút-típusú galaxisokban évszázadonként csak néhány történik. Ha az elsőgenerációs detektorokkal megfigyelhető kitörések száma várhatóan alacsony is, már egyetlen ilyen detektálás a tudományos érdeklődés szempontjából hatalmas előnyökkel járna.

A nagy tömegű, forgó csillagok összeomlása közben a csillaganyag fragmentált akkréciós korongot vagy töruszt alkothat. Ez a nem-forgásszimmetrikus tömegeloszlás olyan gravitációs sugárzás forrása lehet, amely a földi GH-detektorokkal megfigyelhető. Az elméleti szerzők közül Van Putten (van Putten, 2001) amellett érvel, hogy egy ilyen rendszer lehet a kiinduló fázisa a hosszú *gamma*-sugár-kitöréseknek is (más néven *gamma-felvillanások* vagy *gamma-viharok*; angolul, egyes számban *gamma-ray burst* vagy *GRB*; lásd 1.1.3. alfejezet), vagyis a GRB-kkel közel egy időben detektálható GH-tranziensek is várhatók (van Putten elméleti modelljével a Raffai 2006 diplomadolgozatomban részletesen foglalkoztam). Ugyanígy, a rövid GRB-k forrásának feltételezett összeütköző NS-NS és BH-NS kettősök is erős GH-sugárzók. A galaktikus

szupernóvák mellett tehát az extragalaktikus skálán történő GRB-k is olyan források, amelyekre érdemes elvégezni a célzott GH-jelkeresést.

A GRB-k GH-jelének tömeges keresését célzó projektek (pl. legújabban lásd a (The LVC, 2010b,c) publikációkat) mellett jó példa a GH-detektorok alkalmazhatóságára a GRB070201 jelű, rövid GRB-hez köthető keresési projekt (The LSC, 2008b). A GRB eseményt 2007. február elsején észlelték a Konus-Wind, az INTEGRAL, és a MESSENGER űrteleszkópok. Az esemény egy 0,15 sec-ig tartó nagyobb csúcsból, majd rögtön ezt követően egy 0,08 sec hosszú, gyengébb felvillanásból állt. A több űrszonda jeléből rekonstruált éterület, ahonnan a jel érkezhett, $\sim 0,325$ négyzetfok nagyságú volt, és jól átfedett a tőlünk kb. 0,8 Mpc távolságra elhelyezkedő Androméda-galaxis egy tartományával. Jóllehet a szondákkal észlelt fotonok összenergiája ismert volt, a GRB-forrás távolságát nem sikerült közvetlenül megállapítani. Az tehát, hogy az esemény forrása az Androméda-galaxisban helyezkedik el, csak - a GH-detektorokkal is vizsgálható - feltételezés maradt. A rövid GRB-k forrására jelenleg két elfogadott modell ismert. Az egyik alapján a forrás lehet nagy mágneses terű, forgó neutroncsillag (más néven *magnetár*), aminek rengés-szerű szerkezeti átrendeződése indítja be a gammafoton-kibocsátást. Az ilyen neutroncsillagok általában több szerkezeti átrendeződésen is keresztülmennek, így többszöri, rövid GRB-k forrásai lehetnek (e forrásokat *lággy gamma ismétlők*nek nevezzük; angolul, egyes számban *soft gamma repeater* vagy *SGR*). A másik modell szerint a forrás egy összeütköző NS-BH vagy NS-NS kettős lehet, amelyben így a GRB eseményt egy chirp hullámformát kibocsátó bespirálozás előzi meg. Az ismertek feltételezett hullámforma miatt ez utóbbi forrástípusra a GH-jelkeresést nagyobb érzékenységgel lehetett elvégezni, és észlelés hiányában 3 Mpc távolságig sikerült kizárni a kettősrendszer, mint forrás jelenlétét. Egy SGR ismeretlen hullámformájú GH-jelére a keresés még az Andromédát sem tudta kizárni, mint lehetséges forrásgalaxist. A GH-analízis nyomán tehát ma a legelfogadottabb feltételezés a GRB070201-re, hogy az esemény egy SGR eredménye volt, ahol a forrás az Andromédában helyezkedik el.

- sztochasztikus GH-háttér

A sztochasztikus GH-háttér a nagy számú, független, korrelálatlan egyedi forrás GH-kibocsátásának az eredménye. Ilyen források közé tartozik a korai Univerzum anyagdinamikája is, amely vélhetően a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzáshoz hasonlóan egy állandó, a korai Univerzum tulajdonságait is magán viselő GH-háttér eredményezett. Kozmológiai eredetű gravitációs háttérsugárzást okozhatott a primordiális téргеometria fluktuációk felerősödése; olyan fázisátmenetek, amelyek során az egyes kölcsönhatás-fajták elkülönültek egymástól; vagy egy magasabb térdimenziójú brán kondenzációja (a részletekért lásd a Hughes et al. 2001 hivatkozásait). A GH-háttér megtalálása tehát nagy jelentőséggel bír e folyamatok vizsgálatában, és ezáltal az egész kozmológiában. Az előrejelzések alapján a nevezett folyamatok GH-háttére azonban a LIGO érzékenységi tartományán kívül eső, alacsony (< 1 Hz) frekvenciákon észlelhető. Ezek vizsgálatát elsősorban az űrbe telepítendő LISA detektor célozza meg (lásd a 0.3.4. alfejezetet).

A GH-detektorok adatsorában a sztochasztikus GH-háttérrel a földi zajoktól az különbözteti meg, hogy a GH-háttér a távoli detektorok adatsorában korreláltan kell, hogy megjelenjen. A keresztkorrelációs analízist a frekvencia térben végzik, az adatok detektorpáronként vett keresztkorrelációjával. Feltételezve, hogy a keresett háttérsugárzás izotróp, stacionárius, Gauss-eloszlású, és a hozzá rendelhető Ω_{GW} kritikus energiasűr-

rűség a frekvenciának valamilyen egész kitevőjű hatványával írható le, a detektorpár keresztkorrelált spektrumát egy ezeknek a feltételeknek megfelelő mintaszűrővel lehet összehasonlítani. Egy 2009-ben a Nature-ben megjelent kollaborációs cikkben (The LVC, 2009) a mintaszűrővel vett hasonlóság mértéke alapján nem sikerült megerősíteni a feltételeknek megfelelő GH-háttér jelenlétét, azonban minden korábbi eredménynél alacsonyabb felső korlátot sikerült szabni a $\Omega_{\text{GW}} = \Omega_{\alpha}(f/100 \text{ Hz})^{\alpha}$ képletben szereplő Ω_{α} -ra. Frekvenciafüggetlen spektrum esetén $\Omega_{\text{GW}} < 6,9 \times 10^{-6}$ a 40-170 Hz közötti tartományban mérve, a -3 és 3 közötti egész alkakra pedig $\Omega_{\alpha} < 1,9 - 7,1 \times 10^{-6}$.

A földi GH-detektorokkal megfigyelni kívánt négy forrástípus frekvencia-evolúcióját a 1. ábra foglalja össze. A kettősrendszerek kezdetben egy közel állandó frekvenciájú jelet bocsátanak ki, majd a GH-kibocsátás miatti összezuhanásuk során a jel frekvenciája és amplitúdója egyre nő (chirp fázis). A kettősrendszer tagjainak összeütközése egy rövid ideig tartó GH-kitörést eredményez (merger fázis), míg végül a visszamaradó, forgó tag a GH-kibocsátás eredményeként csökkenő frekvenciájú, lecsengő jelet produkál (ringdown fázis). A periodikus források hosszú ideig tartó, közel stabil frekvenciájú jelek formájában bocsátanak ki gravitációs hullámokat. A GH-kitörések ezzel szemben rövid ideig tartó, de széles frekvenciasávban megjelenő események. A sztochasztikus GH-háttér időben állandó jelleggel, lényegében minden frekvencián megjelenik, egy több detektor adatsorában korreláltan megjelenő zaj-járulékként.

0.3. Az interferometrikus gravitációshullám-detektorok

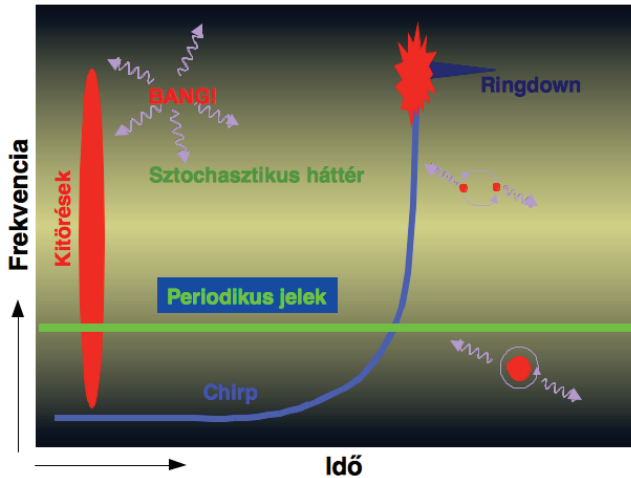
A gravitációs kölcsönhatás valamennyi ismert fizikai kölcsönhatás közül a leggyengébb. Ez megnehezíti a gravitációs hullámok detektálását, ugyanakkor lehetővé teszi azt, hogy a hullámok a forrásokról leszakadva lényegében torzítatlanul jussanak el a detektorhoz, a forrásról közvetlen információt adva.

A következőkben megvizsgálom a gravitációs hullámok hatását egy interferometrikus GH-detektorra (ami a példában egy egyszerű, L-alakú Michelson-interferométer). A fejezet nagyban épít a (Saulson 1994; Hendry 2007) összefoglalókra. A gravitációs hullámok hatását szabad tömegpontokra már vizsgáltam a diplomamunkámban (Raffai 2006), az ebben a fejezetben leírtak tehát az ottaniakhoz képest újszerű megközelítést adnak. Megjegyzem, hogy amikor a gravitációs hullámok hatását tömegrezonátor-típusú detektorokra vizsgáljuk, úgy nem a téridő-metrika torzulását vesszük alapul, hanem ahelyett az azzal analóg, a hullámok hatására a detektorban fellépő árapály-erők nagyságának becslését végezzük el. Ezt a tárgyalásmódot szintén érintettem a diplomamunkámban (Raffai 2006), itt részletesebb bevezetésével ezért nem foglalkoznék.

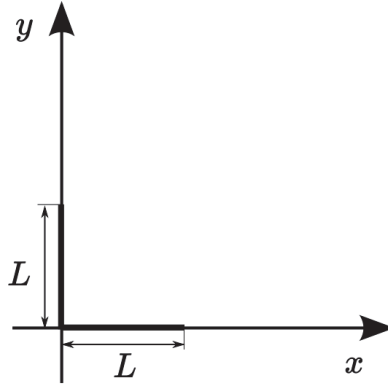
Vegyünk egy vákuumban felvett $x - y - z$ koordinátarendszert, aminek origójába olyan nyalábosztót helyezünk, ami egy lézerforrásból érkező fénynyalábot az "x" és "y" tengelyek irányába osztja ketté (lásd a 2. ábrát). Mindkét tengely irányába a lézernyalábok L utat tesznek meg, majd egy-egy végpont-tükrörről visszaverődve visszajutnak az origóba, ahol egymással interferálnak. Vizsgáljuk meg az interferencia-kép változását, az egyszerűség kedvéért olyan esetben, amikor az $x - y$ síkon ($z = 0$) egy "z" irányból érkező, az "x" és "y" tengelyekhez igazodó polarizáltságú gravitációs (sík)hullám halad át!

Az interferométeren áthaladó gravitációs hullám ($h_{\mu\nu}$) által perturbált sík metrikát ($\eta_{\mu\nu}$) ismét így írhatjuk fel:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}. \quad (24)$$



1. ábra. A földi gravitációshullám-detektorokkal várhatóan észlelhető jeltípusok frekvencia-evolúciójának megjelenítése az idő-frekvencia térben. A NS-NS, NS-BH, BH-BH kettős-rendszerek bespirálózó fázisukban növekvő frekvenciájú és amplitúdójú, ún. "chirp" jelet bocsátanak ki (kék, felfelé ívelő görbe). A tagok összeütközése ezután egy rövid ideig tartó GH-kitörést okoz (piros tartomány a chirp görbe végén), amit a maradvány lecsengő, ún. "ringdown" jele követ. A forgó, nem-forgásszimmetrikus neutroncsillagok hosszú ideig tartó, közel állandó frekvenciájú, periodikus jelet bocsátanak ki (zöld egyenes). A nagy tömegű csillagok összeomlásából, vagy nagyenergiájú kozmikus ütközésekből származó GH-kitörések rövid időtartamú, széles frekvenciasávot érintő jelek (piros tartomány). A sztochasztikus GH-háttér pedig főként kozmológiai eredetű, széles frekvenciasávban állandóan jelen lévő GH-jel (aranszínű háttér az ábrán).



2. ábra. Egy vákuumba helyezett Michelson-interferométer egyszerűsített elvi vázlata. Az origóban lévő nyaláboztó egy fel nem tüntetett forrásból érkező lézernyalábot az x és y tengelyek irányába osztja ketté. A lézernyalábok a tengelyek mentén L utat megtéve verődnek vissza az origó felé, ahol egymással találkozáva interferálnak. Az $x - y$ síkon ezután egy, a rá merőleges z irányból érkező, és az x és y tengelyekhez igazodó polarizáltságú gravitációs (sík)hullám halad át, amely a fényutakat, és így az interferenciaképet megváltoztatja.

A $h_{\mu\nu}$ mátrix a példában szereplő tulajdonságú gravitációs hullámra:

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -h_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

A lézernyaláb fényútja mentén a négydimenziós ívelem-négyzetre mindig teljesül, hogy $ds^2 = 0$. Az ívelem-négyzetet azonban kifejtethetjük a metrika (24) egyenletben felírt képlete alapján:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}) dx^\mu dx^\nu. \quad (26)$$

Ebből az "x" tengely mentén haladó lézernyaláb fényútjára, $\eta_{\mu\nu}$ és $h_{\mu\nu}$ megfelelő komponenseinek ismeretében a következőt kapjuk:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + h_{11} dx^2 = 0. \quad (27)$$

A (27) egyenletből dt kifejezhető az alábbiak szerint:

$$dt = \frac{1}{c} \sqrt{1 + h_{11}} dx. \quad (28)$$

A nyaláboztóból a lézernyalábok a $t = 0$ időpillanatban indulnak el, az "x" és "y" tengelyek mentén. Legyen τ az a külső, nyugalmi megfigyelő által mért időtartam, amíg az "x" tengely mentén haladó lézernyaláb a nyaláboztótól az L távolságra helyezett végpont-tükkörig eljut! Ekkor:

$$\int_0^\tau dt = \frac{1}{c} \int_0^L \sqrt{1+h_{11}} dx \approx \frac{1}{c} \int_0^L (1 + \frac{1}{2}h_{11}) dx = \frac{L}{c} + \frac{1}{2c} \int_0^L h_{11} dx, \quad (29)$$

ahol figyelembe vettük, hogy a $h_{\mu\nu}$ perturbációs mátrix komponensei elsőrendűen kicsik.

A visszaverődés után a lézernyaláb visszatérésének időtartama a origóban lévő nyaláb-osztóhoz, a nyugalmi megfigyelő szerint:

$$\int_\tau^{\tau_{\text{rt}}} dt = -\frac{1}{c} \int_L^0 \sqrt{1+h_{11}} dx \approx \frac{L}{c} - \frac{1}{2c} \int_L^0 h_{11} dx, \quad (30)$$

ahol τ_{rt} a nyaláb oda-vissza útjához szükséges teljes *körbefordulási idő* (angolul *roundtrip time*).

Tekintettel arra, hogy az $x-y$ sík mentén $z=0$, a $h_{\mu\nu}$ mátrix h_{11} komponensét a következő alakban írhatjuk fel:

$$h_{11} = h(t) = h \cdot e^{i2ft}, \quad (31)$$

ahol h a gravitációs hullám konstans amplitúdója, f pedig a gravitációs hullám frekvenciája. Az origóból a végpont-tükörig haladó fénysugár egy t időpillanatig a tengely x koordinátájával jellemezhető pontjára jut el. Ebből következően a (31) egyenletben a $t = x/c$ behelyettesítés a fénysugár útja mentén végrehajtható. Ezek alapján a (29) egyenletben meghatározott integrálást elvégezve:

$$\int_0^\tau dt = \frac{L}{c} + \frac{h}{2c} \int_0^L e^{i2\pi f \frac{x}{c}} dx = \frac{L}{c} + \frac{h}{2c} \left[\frac{e^{i2\pi f \frac{x}{c}}}{i2\pi f \frac{1}{c}} \right]_0^L = \frac{L}{c} + \frac{h}{4if\pi} (e^{i2\pi f \frac{L}{c}} - 1). \quad (32)$$

A visszaverődő fénysugár a GH-jel $t=0$ időpillanatban vett fázisához képest már egy $\exp\{i2\pi L/c\}$ fáziseltolódással fog bírni, a fénysugár visszafelé való haladásakor pedig a (31) egyenletben a $t = (L-x)/c$ helyettesítést kell használnunk. Ezek alapján, a (30) egyenletbe behelyettesítve, és az integrálást elvégezve:

$$\begin{aligned} \int_\tau^{\tau_{\text{rt}}} dt &= \frac{L}{c} - \frac{h}{2c} e^{i2\pi f \frac{L}{c}} \int_L^0 e^{i2\pi f \frac{L-x}{c}} dx = \\ &= \frac{L}{c} + \frac{h}{2c} e^{i2\pi f \frac{2L}{c}} \left[\frac{e^{-i2\pi f \frac{x}{c}}}{i2\pi f \frac{1}{c}} \right]_L^0 = \\ &= \frac{L}{c} + \frac{h}{4if\pi} e^{i2\pi f \frac{2L}{c}} (1 - e^{-i2\pi f \frac{L}{c}}). \end{aligned} \quad (33)$$

A visszaverődés után a fényhullám olyan fázissal érkezik az origóhoz, ami egy perturbálatlan háttérmetrikát véve a következő $\tau_{\text{rt}}^{(x)}$ körbefutási időnek felel meg:

$$\tau_{\text{rt}}^{(x)} = \int_0^\tau dt + \int_\tau^{\tau_{\text{rt}}} dt = \frac{2L}{c} + \frac{h}{2f\pi} e^{i2\pi f \frac{L}{c}} \sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right) \quad (34)$$

Ugyanezt a számolást elvégezhetjük az y tengely mentén haladó lézernyalábra is. Ekkor az integrálás dy szerint történik, és mivel (25) teljesül, ezért az eredményben a h előjelet vált:

$$\tau_{\text{rt}}^{(y)} = \frac{2L}{c} - \frac{h}{2f\pi} e^{i2\pi f \frac{L}{c}} \sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right). \quad (35)$$

Az "x" és "y" tengelyek mentén oda-vissza haladó fénynyalábok fázisa közötti különbség az alábbi $\Delta\tau$ időkülönbségnek felel meg:

$$\Delta\tau = \tau_{\text{rt}}^{(x)} - \tau_{\text{rt}}^{(y)} = \frac{2hL}{c} e^{i2\pi f \frac{L}{c}} \frac{\sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right)}{2\pi f \frac{L}{c}}. \quad (36)$$

A $\Delta\tau$ időkülönbségből megmondhatjuk az egymással az origóban találkozó lézernyalábok közötti fáziskülönbséget:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi c}{\lambda_1} \Delta\tau = \frac{4\pi hL}{\lambda_1} e^{i2\pi f \frac{L}{c}} \frac{\sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right)}{2\pi f \frac{L}{c}}, \quad (37)$$

ahol λ_1 a lézer hullámhossza. A $\Delta\phi$ valós részét véve a ténylegesen mérhető fáziskülönbséget kapjuk:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi hL}{\lambda_1} \cos\left(2\pi f \frac{L}{c}\right) \frac{\sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right)}{2\pi f \frac{L}{c}}. \quad (38)$$

Ebből látható, hogy az interferométerrel mérhető fázisváltozás az interferométer karjai hosszának abszolút megváltozásával ($\Delta x = hL$) lesz arányos, ami pedig az interferométer L karhosszúságával, és a gravitációs hullám h amplitúdójával arányos. Amennyiben az interferométeren nem halad át gravitációs hullám, vagyis $h = 0$, úgy a két lézernyaláb fáziskülönbsége a találkozáskor - helyesen - zérus lesz. Mivel a gravitációs hullámokat jellemző h amplitúdó várhatóan kis értékeket vesz fel, érdemes az interferométer karjainak L hosszát a technikailag elérhető legnagyobbra választani, hogy a kimérni kívánt fázisváltozás minél nagyobb legyen.

Ahhoz, hogy a gravitációs hullámok detektálását elvégezhessük, és a beérkező hullámok $h(t)$ hullámformáját rekonstruálni tudjuk, szükséges, hogy az f frekvenciájú gravitációs hullám fázisa ne változzon jelentősen, amíg az interferométer lézerfénye a nyalábosztótól a karok végpont-tükreiig - τ_{rt} idő alatt - megtesz egy oda-vissza utat. Matematikailag ez a feltétel így fogalmazható:

$$2\pi f \tau_{\text{rt}} \ll 1. \quad (39)$$

Azaz mivel $\tau_{\text{rt}} \approx \frac{c}{2L}$ és $f = \frac{c}{\lambda}$, a (39) egyenlet átrendezésével a detektálni kívánt gravitációs hullám λ hullámhosszára a következő feltételt kapjuk:

$$\lambda \gg L. \quad (40)$$

Ez azt jelenti, hogy a gravitációs hullámok hullámhosszána sokkal nagyobbna kell lennie a detektorunk karhosszainál ahhoz, hogy ezeket a hullámokat rekonstruálni tudjuk.

Érdemes megjegyezni, hogy a (38) egyenlet alapján előfordulhat, hogy $h \neq 0$, és mégis $\Delta\Phi = 0$. Ennek feltétele, hogy a beérkező gravitációs hullám frekvenciájára teljesüljön, hogy

$$f = n \frac{c}{4L}, \quad (41)$$

ahol n egy tetszőleges, nullánál nagyobb egész szám. A különböző n értékekhez tartozó frekvenciákon a bejövő gravitációs hullámok detektálását tekintve "érzékenlen" lesz a példánkban szereplő, L karhosszúságú gravitációshullám-detektor. A LIGO detektorok esetén

$L = 4000$ m, vagyis ezek a detektorok a $\sim 10^4$ Hz tartomány felett egyes frekvenciákon nem lennének képesek gravitációs hullámokat detektálni. Szerencsére ez a frekvencia-tartomány már kívül esik a LIGO-val detektálni kívánt gravitációs hullámok tartományán. A LISA esetében azonban, ahol $L \simeq 5 \cdot 10^9$ m, vagyis a kérdéses frekvenciákra $f \approx n \cdot 10^{-2}$ Hz, számolni kell ezzel a jelenséggel. A LISA elméletileg jócskán érzékenységi görbéjében valóban fel is tűntetnek ezeken a frekvenciákon "érzékletlenségi" csúcsokat (lásd a 0.3.4. alfejezet 9. ábráját).

A fenti eredmény a detektor lézerének fázisváltozására arra az idealizált esetre vonatkozik, amikor a gravitációs hullám a koordináta-rendszer z irányából érkezik, polarizációja pedig az x és y tengelyekhez illeszkedik. Mivel a detektorunk csak a $tükrök$ x és y tengely mentén történő elmozdulására érzékeny, a tetszőleges beérkezési irányú és polarizáltságú gravitációs hullám hatását a példánkban szereplő koordináta-rendszerre vetíteni kell. Ez azt jelenti, hogy az interferométerünk a különböző irányokból érkező, és különböző polarizációjú hullámokra eltérő mértékben lesz érzékeny. Ezt az irány- és polarizációs érzékenységet az *antenna faktorokkal* szoktuk figyelembe venni, amelyeket egy kijelölt koordináta-rendszerhez képest definiált \times és $+$ hullámpolarizációkra megkülönböztetve F_\times és F_+ betűkkel jelölünk. A választott koordináta-rendszerben a detektorral regisztrált gravitációs hullám $h(t)$ függvényét, vagyis a gravitációs hullám által okozott tér-idő torzulást (angol szóhasználatnál *strain*), az egyes polarizációs komponensek (h_\times és h_+) alapján a következő lineáris kombinációként írhatjuk fel:

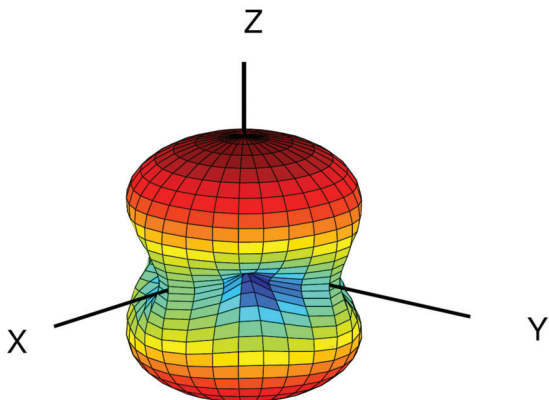
$$h(t) = F_+ h_+(t) + F_\times h_\times. \quad (42)$$

Az F_\times és F_+ antenna faktorok az interferométerhez rögzített koordináta-rendszer alapul véve a hullámforrás pozíciószögeinek függvényei, értékeik pedig - relatív viszonzyszámot kifejezve - nullától egyig terjedhetnek. Egy GH-detektor *irányérzékenysége*nek jellemzésére általában a $\sqrt{F_\times^2 + F_+^2}$ összeget szokás megadni a különböző irányokra, és a különböző polarizációjú hullámokra átlagolva. Az "L"-geometriájú interferometrikus detektorok irányérzékenységét a 3. ábra mutatja.

A példánkban szereplő Michelson-interferométerhez képest a valóságos GH-detektorok két lényeges technikai kiegészítéssel működnek (Abbott et al., 2009b; Hughes et al., 2001). Az egyik azok a nyalábosztó és a végpont-tükrök közé beépített tükrök, amik a végpont-tükrökkel együtt ún. *Fabry-Perot rezonáns karokat* hoznak létre. Ezeket a *bemeneti (input)* tükröket a nyalábosztóhoz közel, a GH-detektorok *sarokállomásán (corner station)* helyezik el. Míg a végpont-tükrök a technikailag elérhető legnagyobb reflektivitással működnek, addig a bemeneti tükrök csak részben reflektívek. Ez biztosítja, hogy a Fabry-Perot karokban a fotonok átlagosan 65 oda-vissza verődést szenvednek el, mielőtt a nyalábosztóhoz visszatérnének. A többszörös visszaverődés növeli az interferométerek hatásos karhosszát, megsokszorozza a karokban tárolt lézerfény-teljesítményt, és növeli azt a detektálható fázisváltozást, amit egy egységnyi amplitúdójú gravitációs hullám az áthaladása során okoz a detektor interferenciaképében (Hughes et al., 2001).

A másik technikai kiegészítés, amelyet az interferometrikus GH-detektorok a példa Michelson-interferométeréhez képest tartalmaznak, a lézerforrás és a nyalábosztó közé beépített ún. *foton-újrahasznosító tükrök (Power Recycling Mirror, vagy PRM)*. Ez egy szintén csak részben reflektív tükrök, ami megfelelő elhelyezéssel a lézerforrás felé visszaverődő fotonokat küldi vissza ismét a rezonáns karokba. A Fabry-Perot karok és a PRM együttesen lehetővé teszik azt, hogy egy akár 10^{-18} m nagyságrendű tükrökkitérést kimérni tudó GH-detektor képes legyen akár 10 W alatti bemenő lézerteljesítménnyel is működni.

A példa Michelson-interferométeréhez képest egy további különbség is van abban, ahogy



3. ábra. Az "L"-geometriájú interferometrikus detektorok $\sqrt{F_x^2 + F_y^2}$ irányérzékenysége a különböző hullámpolarizációkra átlagolva, ahol F_x és F_y az antenna faktorok. Az ábra színei a sötétkéktől a sötétvöröség tartó átmenetben rendre a minimum és maximum közötti függvényértékeket mutatják. A koordináta-rendszer X és Y tengelyei az interferométer-karokkal esnek egybe. Az interferometrikus detektorok a Z tengely mentén érkező hullámokra a legérzékenyebbek, miközben érzéketlenek az X-Y síkban, a karokkal 45° szöget bezáró irányból érkező hullámokra. (Forrás: Chatterji 2005)

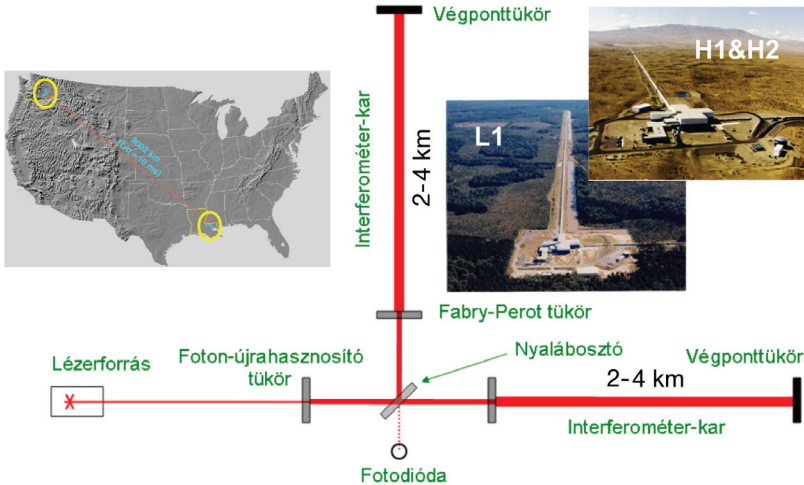
a valóságos GH-detektorok működnek. Egy valóságos detektor karjainak hosszai ugyanis úgy vannak beállítva, hogy a nyalábosztóhoz visszajutó fényhullámok egymást kioltásák, és így a lézerforrást a nyalábosztóval összekötő tengelyre merőleges irányba ne jusson lézerefény. Ez a gyakorlatban csak elhanyagolhatóan kis korrekciót jelent a példában szereplő, egyenlő L hosszúságú karokhoz képest. A valós detektorokban a fent nevezett irányba egy fotodiódát (angol nevén *Antisymmetric Port* vagy *AS port*) helyeznek, ami az átjutó fény intenzitását méri. Amennyiben a detektoron egy gravitációs hullám halad át, a karokban haladó lézernyalábok fázisváltozást szenvednek el, a kioltás ezzel megszűnik, és a fotodióda (elegendően nagy fázisváltozás esetén) jelet regisztrál. A detektor kimeneti jelet azonban nem ez adja. A fotodióda adott f_s (sampling rate) frekvenciával digitálisan mintavételezett jelet ugyanis egy szervorendszer használja bemenetként, ami az interferométer tükrökének relatív távolságát úgy korrigálja, hogy a kioltás fennmaradjon. A GH-detektor kimeneti adatsora ennek a szervorendszernek a korrekcióhoz használt, f_s frekvenciával mintavételezett jele.

0.3.1. A LIGO

Az Amerikai Egyesült Államokban található *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)* három ún. *elsőgenerációs* interferometrikus GH-detektora az eddigiekben ismertetett elveken alapulva épül fel és működik (a továbbiakban lásd az Abbott et al. 2009b publikációt). A detektorok közül egy 4 km-es karhosszúságú a Louisiana állambeli Livingstonban, egy 4 km-es és egy 2 km-es karhosszúságú pedig mintegy 3000 km-rel távolabb, a Washington állambeli Hanfordban működik (az előbbi detektort *L1*-nek, míg az utóbbi kettőt rendre *H1*-nek és *H2*-nek szokás jelölni). A detektorok ultra-alacsony ($\sim 10^{-9}$ Torr) nyomású vákuumrendszerben működnek, a hanfordi két detektor ugyanazon vákuumrendszeren belül, egymással párhuzamosan elhelyezett karokkal. A hanfordi és livingstoni detektorépületek karjai egymáshoz képest úgy állnak, hogy a detektorok együttes irányérzékenysége maximális legyen. A LIGO detektorok elhelyezkedését és vázlatos felépítését a 4. ábra mutatja.

A LIGO bemenetként kb. 10 W teljesítményű, 1064 nm hullámhosszúságú infravörös lézert használ. A lézernyaláb átmérője az interferométer-tükrök felületén kb. 7 cm, a keresztmetszeti fényességprofil pedig - megfelelő optikai móduszfűrők közbeiktatása után - kétdimenziós Gauss-eloszlást követ. Az interferométerek teszt tömegei (*test mass* vagy *TM*) a 25 cm átmérőjű, 10 cm vastag, és 10 kg tömegű szilícium-dioxid (*fused silica*) tükrök, amelyek felülete a szükséges fényvisszaverési tulajdonságok elérése érdekében speciálisan vannak kialakítva. A tükröket tizedmilliméter átmérőjű acélszalakkal függesztik fel, amelyek ingaként egy bonyolult felfüggesztési és alátámasztási rendszerhez (*TM suspension*) vannak rögzítve. A rendszer a tükrök szeizmikus izolációját is elvégzi, aktív és passzív elemeket egyaránt alkalmazva. A tükrök mozgását egy szervorendszer szabályozza, amely szabályozható áramú tekercsekkel, elektromágneses kölcsönhatás révén hat a tükrök felületéhez rögzített apró, állandó mágnesekre. A LIGO detektorok egyik teszt tömegét a közvetlen felfüggesztési rendszerével a 5. ábra mutatja.

A LIGO detektorok felváltva működnek fejlesztési (*engineering run*) és adatgyűjtési időszakokban (*science run*). Az első adatgyűjtési szakaszt (*S1* néven) a detektorok 2004-ben kezdték meg. Tervezett érzékenységüket az ötödik adatgyűjtési szakaszban (*S5*) érték el, amely 2005 novemberében vette kezdetét, és 2007 novemberében ért véget. A kétéves időszak alatt a H1 és L1 detektorok kb. az idő 50%-ában voltak képesek egyidejűleg hasznos adatot gyűjteni, így az S5 eredményeként 1 évnyi kiértékelhető, azonos időszakokat lefedő adat gyűlt össze a két detektorból. A hatodik adatgyűjtési szakaszt (*S6*) a LIGO 2010. október 20-án fejezte be. Ekkor a detektorok a technológiai fejlesztéseknek köszönhetően



4. ábra. A LIGO detektorépületeinek földrajzi elhelyezkedése (balra), vázlatos felépítése (középen), valamint a livingstoni (L1) és hanfordi (H1+H2) detektorépületek képe (jobbra). A detektorépületek mintegy 3000 km távolságban helyezkednek el az Amerikai Egyesült Államok Washington (Hanford) és Louisiana (Livingston) államában. Ezt a 3000 km-es távolságot a fény kb. 10 ms idő alatt teszi meg. A hanfordi detektorépületben egy 4km-es (H1) és egy 2 km-es (H2) karhosszúságú interferométer is működik, ugyanazon vákuumrendszeren belül. A hanfordi és livingstoni épületek karjai egymáshoz képest úgy állnak, hogy a detektorok együttes irányérzékenysége maximális legyen. A detektorokban a lézerforrásból érkező nyalábot a nyalábosztó (félgáteresztő) tükör kettéválasztja, és a 2 vagy 4 km-re lévő végpont-tükrök felé továbbítja. A nyaláb a végpont-tükrök és a Fabry-Perot tükrök között többszöri visszaverődést szenved, mielőtt visszatérne a nyalábosztóhoz, ami által az interferométer hatásos karhosszúsága nagyobbá válik. A fotonvesztesség csökkentésére a lézerforrás és a nyalábosztó közé egy foton-újrahasznosító tükröt (recycling mirror) helyeznek el. Az interferenciaképet a fotodióda mintavételezi.



5. ábra. A LIGO egyik teszt tömege: egy 25 cm átmérőjű, 10 cm vastag, 10 kg tömegű *fused silica* tükör. A tükör egy tizedmilliméteres vastagságú acélszállal, ingaként van rögzítve a szeizmikus izolációt ellátó felfüggesztő és alátámasztó rendszerhez. A tükör mozgását egy szervorendszer szabályozza, amely szabályozható áramú tekercsekkel, elektromágneses kölcsönhatás révén hat a tükörök felületéhez rögzített állandó mágnesekre. A LIGO tükei a látható fény hullámhossz-tartományán lényegében átlátszóak, az 1064 nm-es hullámhosszú infravörös lézer fényét azonban a szükséges mértékben visszaverik.

már az eredeti tervekben szereplőknél 1,5-szer alacsonyabb zajszint mellett voltak képesek adatot gyűjteni. A detektorok jelenleg is fejlesztési fázisban vannak, felkészítve őket a várhatóan 2014-ben induló *második generációs* működési időszakukra, vagyis az *Advanced LIGO* korszakára.

A LIGO detektorok kimenetét $f_s = 16384$ Hz frekvenciával mintavételezik. Ez a Nyquist-tétel értelmében maximálisan $f_s/2 = 8192$ Hz frekvenciájú GH-jel rekonstrukcióját teszi lehetővé. A kimeneti adatokat lényegében egyszerű idősor formájában tárolják ún. gravitációshullám-*frame* formátumban. Ez a tárolási formátum egységes szabványként született, amelyet valamennyi GH-detektor ugyanúgy alkalmaz. A frame-ek a detektor adatát, időzírtési paramétereit, valamint az adatgyűjtés valamennyi járulékos adatát (*metadata*) tárolják.

A LIGO detektoraiban a különböző zajhatásokat járulékos szenzorok, a környezeti zajhatásokat pedig a *Physical Environment Monitoring (PEM)* rendszer monitorozza. Az összes adatgyűjtő csatornát figyelembe véve a LIGO-ban detektoronként több, mint ötszáz, különböző számbábrázolási pontosságú és mintavételi frekvenciájú adatsorral kell számolni. A járulékos és környezeti szenzorok jeleit a GH-detektorok adatainak kiértékelésekor figyelembe veszik, az adatanalízis egyes típusait (pl. egydetektoros adatsor-kiértékelés, keresztkorrelációs teszt, stb.), vagy adott adatszakaszokra a teljes analízist megvétőzzák. Az adatgyűjtés során bizonyos szenzorok kiugró eseményeit a GH-detektor kimenete mellett ún. *adatminőségi zászlók (Data Quality Flags)* formájában rögzítik. Az adatok kiértékelésekor az egyes időszakokhoz rendelt adatminőségi zászlókat figyelembe kell venni, mielőtt az adatokból tudományos igényű következtetéseket vonunk le.

0.3.2. Zajhatások a LIGO detektoraiban

A LIGO egy detektora által gyűjtött adat ($s(t)$) jó közelítéssel két tag, a detektor zaj ($n(t)$) és a beérkező gravitációshullám-strain ($h(t)$) időfüggvényeinek egyszerű összegeként írható fel:

$$s(t) = n(t) + h(t), \quad (43)$$

ahol $h(t)$ az egyes GH-polarizációknak megfelelő tagok lineáris kombinációjaként írható fel a (42) egyenlet szerint (valamint általános értelemben $h(t) = 0$ is elképzelhető). A detektoradat valójában egy diszkrét idősor, amelyben a zaj véletlen idősként, a gravitációshullám-tag pedig determinisztikus idősként van jelen. Az adatsorok *frekvenciaterületbeli reprezentációja* a komplex Fourier-spektrum, amely két valós értékű spektrumra, az adatsor amplitúdó-spektrumára és fázisspektrumára bontható. Egy determinisztikus adatsornál a fázisspektrum fontos információt tartalmaz, egy véletlen adatsorra (mint amilyen $n(t)$) azonban csak az amplitúdóspektrum statisztikus tulajdonságai a lényegesek.

A GH-detektorok adatsorában rögzített zajok jellemzésére a leggyakrabban a $P_s(f)$ *teljesítménysűrűség-spektrum (Power Spectral Density vagy PSD)* használják. Ennek matematikai definíciója folytonos függvények esetén:

$$P_s(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (s \star s)(\tau) \cdot e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (44)$$

ami lényegében az $s(t)$ adatsor $(s \star s)(\tau)$ autokorrelációs függvényének Fourier-transzformáltjával egyezik meg. A gyakorlatban előkerülő $s(t)$ adatsorok diszkrét és végesek, emiatt a fenti integrál csak véges összegként fordul elő. A PSD még diszkrét esetben is csak végtelen hosszú adatsorra lenne előállítható, a véges adatsorokból azonban a PSD - itt nem részletezett módszerekkel - becsülhető.

Olyan függvényekre, amelyekre a Fourier-spektrum létezik, az autokorrelációs függvény Fourier-spektruma a függvény valós amplitúdóspektrumának négyzetével egyezik meg (a fázisspektrum minden frekvenciára zérus értékű). Ha az adatsor, amelyre a PSD-t becsüljük, a GH-detektor $n(t)$ zaja, a fázisspektrumnak lényegében nincs is információtartalma. A PSD a (44) képlettel előállítva pozitív és negatív frekvenciákra is értelmezett (*kétoldali* PSD), a negatív frekvenciáknak azonban nincs valós fizikai jelentése. Éppen ezért általában inkább az $S_s(f)$ -fel jelölt *egyoldali* PSD-t használjuk, ami az alábbiak szerint definiálható:

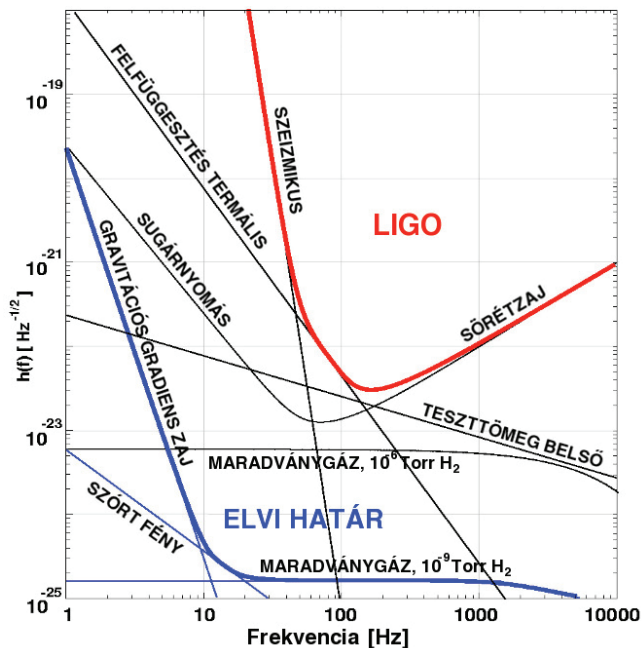
$$S_s(f) = s^2(f) = \begin{cases} 2P_s(f), & \text{ha } f \geq 0 \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases} \quad (45)$$

Amikor PSD-ről beszélünk, általában erre az egyoldali PSD-re utalunk, ezért a továbbiakban ezt a konvenciót használom. Az egy- és kétoldali PSD-kból ezután gyökvonással származtathatjuk az amplitúdósűrűség-spektrumot (*Amplitude Spectral Density*, vagy ASD), amiből ennek megfelelően egy- és kétoldali ASD-t kapunk. Az olyan függvényekre, amelyek Fourier-spektruma létezik, az ASD a függvény valós amplitúdóspektrumával fog megegyezni. Attól függően, hogy milyen adatsor ASD-jét becsüljük, az ASD-t a dimenziótlan strain adatsorra előállítva a *Strain Spectral Density*-t (SSD, vagy egyszerűen $h(f)$) kapjuk, míg a hosszdimenziójú karhossz-változásra a *Displacement Spectral Density*-t (DSD, vagy $x(f)$) kapjuk. A (44) egyenletről belátható, hogy az SSD dimenziója $1/\sqrt{\text{Hz}}$ lesz, míg a DSD-jé $m/\sqrt{\text{Hz}}$. Ha egy $h(t)$ jel energiatartalmát szeretnénk jellemezni, a $h(t)$ -ből előállított PSD-t a választott frekvenciasávon integrálnunk kell. Mivel a PSD-t (és az ASD-t is) a legtöbbször a log-log skálán adjuk meg, a lognormált skálán végzett integráláskor a PSD értékeket mindig az aktuális frekvenciaértékkel is meg kell szorozni, hogy az egy logaritmikus frekvenciabinbe eső ciklusok számát figyelembe vegyük.

Zérus átlagú fehér zaj PSD-je minden frekvencián az adatsor szórásnégyzetével fog megegyezni. A valós GH-detektorok zajából becsült PSD az egyes zajhatások egyéni PSD-inek az összegeként áll elő. Valós esetben, ahol a log-log skálán az egyes zajhatások PSD-i között több nagyságrend eltérés is van, a detektorzaj PSD-je jó közelítéssel a legnagyobb értékű PSD-görbék burkolójából áll össze. A detektor zajából becsült ASD az egyéni zajhatások ASD-i négyzetösszegének gyöke, ugyanakkor a detektorzaj ASD-je szintén jó közelítéssel vehető a log-log skálán ábrázolt ASD-görbék burkolójának (lásd a LIGO detektorok esetére a 6. ábrát).

Ahhoz, hogy egy GH-jelet elegendően nagy jel-zaj aránnyal észlelni tudjunk, szükség van rá, hogy a jel teljes időtartamára vett PSD-je a detektor zajának PSD-je fölé emelkedjen. Mivel így a detektor zajának PSD-je lényegében behatárolja, hogy a detektorral milyen nagyságrendű GH-jelek lesznek észlelhetők, a detektor PSD-jét ábrázoló görbét a detektor *érzékenység-görbéjének* (*sensitivity curve*) szokás nevezni. A görbék alakhasonlósága miatt gyakran a detektor zajának SSD-jét, vagy DSD-jét is szokták a detektor érzékenység-görbéjének nevezni.

Ahogy azt a 6. ábra is mutatja, a LIGO detektorokban a domináns zajhatások a szeizmikus és termális eredetű mechanikus rezgések, valamint a lézer fotonszám-ingadozásából származó sörétzaj. A detektorok tesztömegeit egy többlépcsős izolációs rendszer védi a horizontális és vertikális irányú szeizmikus mozgásokkal szemben. A magasabb frekvenciájú ($\gtrsim \mathcal{O}(1\text{Hz})$) komponenseket passzív módon csillapítják, míg a felfüggesztés alacsony frekvenciájú mozgásait egy aktív rendszer korrigálja. Az izoláció ellenére is alacsony ($\lesssim 50\text{ Hz}$) frekvenciákon az állandó szeizmikus háttér az, ami a LIGO-ban a GH-jelek észlelését korlátozza. A szobahőmérsékletű tesztömeg és felfüggesztés-rendszer az elemek hőmérsékleti mozgásából is gerjesztéseket nyer, ami a tesztömeget, mint egészet, koherens mozgásra



6. ábra. A LIGO különböző zajainak SSD-je. A LIGO zajának SSD-jét a szeizmikus, a termális, és a lézer sörétzaj dominálja, így a LIGO SSD-je (piros görbe) közelítőleg ezek burkolójából áll össze. A földi körülmények között kiküszöbölhetetlen zajhatások együttes SSD-jét a kék görbe mutatja. (Az ábra eredetijének forrása: Hughes et al. 2001)

kényszeríti. A kb. 50-100 Hz-es tartományon ez az állandó hatás jelöli ki a GH-jelek detektálhatóságának szintjét. Végül figyelembe kell venni, hogy a lézerforrásból érkező fotonok száma időben ingadozik, ami a mért interferenciaképben egy állandó fázisingadozásként jelentkezik, azt a hamis látszatot keltve, mintha a teszttömeg (akár egy gravitációs hullám áthaladása miatt) mozgásba jött volna. Ezt a zajhatást nevezzük sörétzajnak, kb. 100 Hz felett pedig a LIGO érzékenységét ez a hatás korlátozza.

A nevezett domináns zajhatások szintje technikai fejlesztésekkel csökkenthető. Jobb aktív és passzív izolációs elemekkel, hosszabb tükör-felfüggesztéssel, nagyobb teszttömekkel a szeizmikus zajhatás lejjebb szorítható. Ha a detektort a föld alá építjük, úgy az a felszíni szeizmikus és gravitációs gradiens hatások egy részétől védve lesz. Szintén a jobb felfüggesztés-rendszerrel, a nagyobb teszttömeggel, valamint a teszttömeg és felfüggesztés hűtésével a hőmérsékleti zaj is csökkenthető. A sörétzaj szintjét a bemenő lézerteljesítmény csökkenti. Földi körülmények között azonban egy elvi határba ütközünk, aminél lejjebb technikai fejlesztésekkel sem tudjuk a detektor zajsztintjét szorítani. Végso soron az elvi határt a környezeti sűrűségingadozások okozta változó gravitációs tér (a *gravitációs gradiens zaj*; lásd a 2.2. fejezetet), a lézer szórt fénye, valamint a vákuumcsőben maradt gázrészecskék mozgásából származó zajhatás fogja kijelölni.

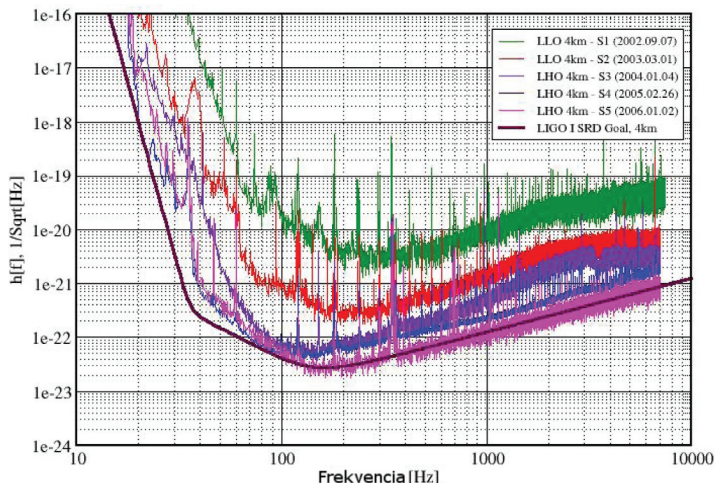
A közel folytonos spektrumú zajhatások mellett a LIGO SSD-ben vékony és kiemelkedő zajcsúcsok is megjelennek egyes frekvenciákon (lásd a 7. ábrát). Ilyenek például a 60 Hz-es hálózati frekvencián és többszörösein megjelenő csúcsok, valamint az SSD kalibrációjához használt, monokromatikus külső gerjesztések csúcsai is. Az adatanalízis során nem csak a detektorok tervezett és megvalósított érzékenység-görbéjére kell korrigálni, hanem ezekre a vékony zajcsúcsokra is.

Végül érdemes megjegyezni, hogy a PSD csak a detektor időátlagolt zajsztintjét adja meg, vagyis az átlagolási időablaknál sokkal rövidebb ideig tartó, átmeneti (angol szóhasználatl *transiens*) zajhatások, amelyek a GH-detektálást azonban korlátozzák, az ábrázolt PSD-ben nem jelennek meg. Ezek a kiugró zajesemények (az ún. *glitch*-ek) elsősorban a GH-kitörések észlelését nehezítik meg, szükséges ezért a monitorozásuk, modellezésük, és lehetőség szerint a korrigálásuk is.

0.3.3. Detektorok világszerte

Az Egyesült Államokban található LIGO detektorokon kívül a Föld több pontján is épültek interferometrikus GH-detektorok. Ezek közül a LIGO-val leginkább összemérhető érzékenységű az olaszországi Cascinában található 3 km-es karhosszúságú *VIRGO* detektor (Acernese et al., 2006). A VIRGO az első, tudományos célokra szánt adatgyűjtését (*VIRGO Science Run 1* vagy *VSR1* néven) 2007 májusában kezdte, 2011-ben pedig a negyedik ilyen adatgyűjtési szakasza (*VSR4*) zajlik. A jobb szeizmikus izolációnak köszönhetően a VIRGO tervezett zajsztintje a ~ 50 Hz alatti frekvenciatartományon a LIGO detektoroknál alacsonyabb, és a VIRGO detektor védettebb az olyan kiugró szeizmikus eseményekkel szemben is, amelyek a detektort átmenetileg működésképtelenné tehetik. Tervezett érzékenységét tekintve a VIRGO a ~ 500 Hz feletti frekvenciákon is meghaladja a LIGO detektorok érzékenységét.

A LIGO és VIRGO mellett két további interferometrikus detektort érdemes még megemlíteni: ezek a németországi Hannoverben működő, 600 m karhosszúságú GEO600 (Lück et al., 2006) detektor, valamint a Japánban, Tokió külvárosában megtalálható, 300 m karhosszúságú TAMA detektor (Takahashi et al., 2004). A két detektor az asztrofizikai kutatás szempontjából kevésbé mondható jelentősnek, a működtetésük elsősorban a mérnöki kutatást, és a technikai fejlesztéseket szolgálja.



7. ábra. A LIGO hanfordi és livingstoni 4km-es detektorainak SSD-je az egyes adatgyűjtési időszakok (science run S1-S5) során. A folytonos, barna görbe a LIGO detektorainak tervezés során vett érzékenységet ábrázolja. A valós érzékenység-görbén éles csúcsok jelennek meg, pl. a 60 Hz-es hálózati frekvencián és többszörösein, valamint a detektorok kalibrációjához használt rendszerek gerjesztési frekvenciáin. Az egyes science runok alatt - jöllehet az ábra mindig csupán az egyik detektor érzékenység-görbéjét tünteti fel - a 4km-es detektorok érzékenysége gyakorlatilag minden frekvencián azonos nagyságrendbe esik. (Forrás: LIGO Doc. G060054)

A több detektor alkalmazásának számos előnye van. Első, és talán legfontosabb szempont, hogy egy GH-jel közvetlen észlelésének egyértelműsítéséhez elengedhetetlen, hogy a jelet több, egymástól távol elhelyezkedő GH-detektor is regisztrálja. A gravitációs hullámok széles körben elfogadható felfedezéséhez a többszörös detektálás alapvetően fontos kritérium.

A több detektor adatsorában a zajhatások döntő többsége helyi eredetű, ezért a távoli detektorok zaja egymáshoz képest korrelálatlan. Az asztrofizikai eredetű GH-jel ezzel szemben az egymástól távoli GH-detektorok adatsorában is várhatóan korrelált módon jelenik meg: közel azonos időben, és nagyon hasonló jelalakkal. A több detektor adatsorának összevetésével (keresztkorreláltatásával) elérhető, hogy a jelkeresés nagyobb érzékenységgel történjen: az összehasonlítással a detektorzajok jelentős része kiszűrhető, és egy észlelés jelzaj aránya javítható. Elméleti úton is belátható azonban, hogy Gauss-eloszlású detektorzajt feltételezve nem nyerünk több információt azzal, ha a keresztkorrelációs összehasonlításakor egyszerre kettőnél több detektor adatsorát vetjük össze. Az adatsorok hasonlóságát ezért általában detektorpáronként szokás megvizsgálni.

Egy földi GH-detektor működésének ideje alatt a teljes éggömből képes jelek észlelésére. Éppen ezért egy detektorral történő észleléssel nem tudjuk megmondani, hogy a regisztrált GH-jel forrása milyen égi pozíció alatt helyezkedik el. Egy adott forrásból érkező GH-jel véges sebességgel képes csak haladni, így ugyanazon GH-jel a forrás égi pozíciójától függően más és más időközesséssel érkezik meg a Föld különböző pontján elhelyezkedő GH-detektorokhoz. Így, ha ugyanazt a GH-jelet több detektorral is regisztráljuk, a jelek regisztrálási időpontjainak ismeretében a forrás égi pozíciója meghatározható. Egy, a Föld mérete, és a detektorok mintavételezési frekvenciája által limitált égtérületet csak akkor tudunk egy észlelt GH-jelhez rendelni, ha az észlelés legalább három detektorral történik meg. Két detektor a forrás pozícióját egy égi főkérré tudja csak leszűkíteni. A forráspozíció meghatározásának pontossága arányos a meghatározáshoz használt detektorok egymáshoz képesti távolságával. Ahhoz tehát, hogy a pozíció-meghatározást minél pontosabbá tegyük, szükséges, hogy a földi detektorok minél távolabb helyezkedjenek el egymástól.

2007-ben a LIGO és a VIRGO kollaboráció együttműködési szerződést írtak alá az adatok és az infrastruktúra kölcsönös megosztásáról. A LIGO, a GEO, és a TAMA között az ilyen jellegű együttműködés még korábban nyúlik vissza. A LIGO és a VIRGO detektorok együttműködésével lehetővé vált, hogy 2010-ben elinduljon az a program, amelyben a valós időben több detektorral észlelt *események* (*gravitational-wave event candidate*) forrásának lehetséges égi pozícióját rekonstruálják, majd a kijelölt égtérületet elektromágneses teleszkópokkal figyeljék meg, tranziens jelenségeket keresve. Ez az ún. *follow-up* projekt optikai- (The LVC, 2011c), valamint UV- és röntgentartományban (The LVC, 2011d) észlelő teleszkópokkal (utóbbi két esetben őrteszkópokkal) együttműködve történik. A detektorokkal észlelt események száma egy önkényesen meghatározott észlelési kritérium függvénye (lásd az 1.1.1. alfejezetet), a kritériumot ezért az alapján rögzítik, hogy a teleszkópok az együttműködési szerződés értelmében milyen gyakorisággal és milyen hosszú ideig vállalnak a LIGO-VIRGO számára célzott megfigyeléseket. Az alacsony észlelési küszöb miatt a legtöbb esemény a több detektorban függetlenül, de egy időben megjelenő zaj glitchekhez köthető. Egy GH-detektorokkal és EM-teleszkópokkal is észlelt tranziens jelenség azonban óriási előnnyel járna a jelenség megértését illetően.

0.3.4. Detektorok a jövőben

A LIGO és a VIRGO mostanáig *elsőgenerációs* detektorokként működtek. A LIGO detektorok átépítése 2010-2013 között zajlik, aminek keretében a bemenő lézerteljesítményt 100 W fölé emelik, nehezebb, 40 kg-os tesztömegeket építenek be, a lézert őrösenyomott

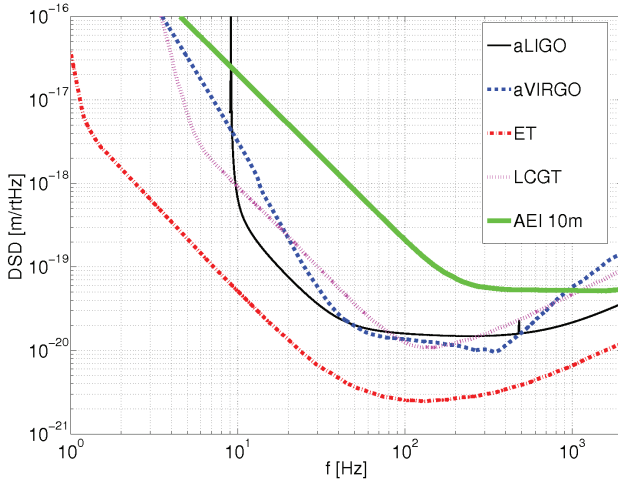
fény” technikával kezdik működtetni, a lézernyaláb magasabb módusait pedig módusszűrőkkel szűrik ki. A technikai fejlesztéseknek köszönhetően a LIGO detektorok zajszintje kb. 1/10-edére csökken a teljes frekvencia-tartományon, vagyis a detektorok jelészlelési érzékenysége a 10-szeresére nő. Egy adott forrástípusra nézve ez azt jelenti, hogy a detektorok a LIGO S5 időszakhoz képest 10-szer olyan távolról (több száz Mpc-ről) is képesek lesznek jelészlelésre, ami a térfogati lefedettséget 1000-szeresére növeli. A fejlesztéssel megvalósított ún. *második generációs detektorok*, az Advanced LIGO (AdvLIGO web, 2011) és az *Advanced VIRGO* (AdvVIRGO web, 2011) várhatóan 2013-2015-től gyűjtenek ismét az asztrofizikai kutatásban hasznosítható minőségű adatot.

Az Advanced LIGO megvalósításával egyidőben a LIGO H2-es, 2 km karhosszúságú detektorát leszerelik, és elemeit valószínűleg Indiába, egy még nem behatárolt területen építendő detektor-épületbe helyezik át (LIGO-India web, 2011). Az így kialakított indiai detektor karhosszúságát szintén 4 km-esre tervezik, amivel az *Indian Interferometric Gravitational Wave Observatory* (más néven *LIGO-India*, vagy *IndIGO*) a többi második generációs detektorral összemérhető jelészlelési érzékenységgel lesz képes az adatgyűjtésre. A detektor a működését várhatóan 2020 után kezdi meg. Ez a fejlesztés a LIGO kollaboráció kezdeményezésére történik, és megvalósulása esetén a LIGO három, egymástól távol elhelyezkedő detektorral gyűjt majd adatokat. Ezzel a LIGO már nem csak az egyidejű felfedezésre lesz alkalmas, de a GH-forrás pozíciójának meghatározására is.

A jövőben rendelkezésre álló földi interferométerek közül nem tudományos, hanem inkább fejlesztési célokat szolgálna az *AEI 10m* nevű interferométer, amely a németországi Hannoverben található AEI Intézet laboratóriumában kap majd helyet (Gossler et al., 2010). Azon túl, hogy a 10 méteres karú interferométer érzékenysége a tervek szerint csak 1-2 nagyságrenddel marad el a kilométer skálájú, második generációs interferométerekétől, földrajzi közelsége miatt a magyar LIGO csoport számára könnyen elérhető lesz, az alkalmazási körébe pedig olyan laborkísérletek elvégzése is beletartozik majd, mint amilyen a dolgozatom 2.6. fejezetében javasolt eljárás a nemnewtoni gravitációs potenciálok kimérésére.

Egy újabb fejlesztési irány a *harmadik generációs detektoroké*, amelyeket a technológiai újítások mellett a földfelszín alatt kialakított alagútrendszerben kívánnak működtetni. A mélységi elhelyezés védettebb környezetet biztosít a felszíni szeizmikus és gravitációs gradiens zajokkal szemben, ami az alacsony ($\lesssim 50$ Hz) frekvenciákon jelent megnövelt detektor-érzékenységet. Ilyen harmadik generációs detektorként tervezik működtetni a *Large-scale Cryogenic Gravitational-wave Telescope (LCGT)* (Kuroda & LCGT, 2010) nevű műszert, ami a Japánban található Kamioka-bányarendszerben működő kísérleti detektor, a CLIO továbbfejlesztésével valósulna meg. Az LCGT 3 km-es karhosszúságú interferométerének tesztömegeit kriogenikus rendszerrel tervezik hűteni, amelynek technológiai fejlesztését és tesztelését ezidáig a CLIO detektorban végezték. A kriogenikus rendszer a detektor hőmérsékleti eredetű zavarait hivatott csökkenteni, emiatt elsősorban a közepes ($\mathcal{O}(100\text{Hz})$) frekvenciákon jelent előrelépést. Az LCGT detektor megvalósulási tervét 2010-ben hagyták jóvá.

Az LCGT-hez hasonlóan szintén egy földfelszín alatti alagútrendszerben javasolják felépíteni a 10 km-es karhosszúságú, harmadik generációs európai detektort, az *Einstein Telescope*-ot (ET web, 2011). Azon túl, hogy a tervek szerint a detektor az interferometrikus technológia csúcát jelentené, a műszer a geometriáját tekintve is szakítana az eddigi hagyományokkal: az L-alakú elrendezés helyett a tesztömegeket egy szabályos háromszög csúcaiban helyeznék el. A háromszög oldalait a vákuumcsőbe ágyazott lézernyalábok alkotnák. Az ET így lényegében három, eltérő orientációjú interferométerből állna össze, amelyekből azonban csak kettő tekinthető egymástól függetlennek. Az ET számára jelenleg a tervezési és helyszín-

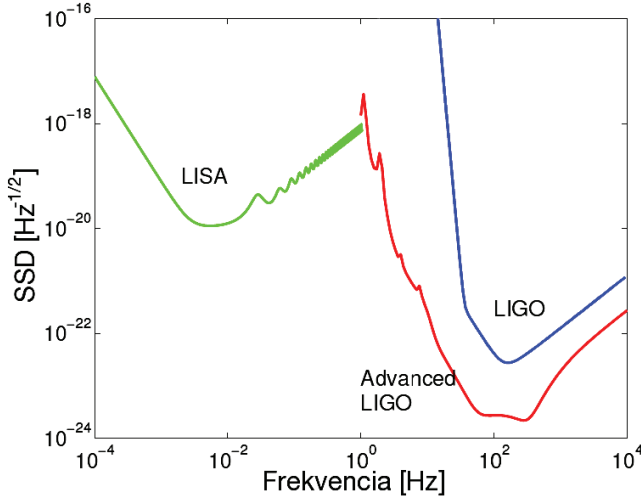


8. ábra. Az Advanced LIGO (aLIGO), az Advanced VIRGO (aVIRGO), az Einstein Telescope (ET), az LCGT (LCGT), és az AEI 10m interferométerek tervezett DSD-görbéje. A LIGO-India DSD-görbéje a technológiai hasonlóság miatt közelítőleg az ábra aLIGO görbéjével lenne azonos.

választási folyamat zajlik, a műszer felépítésének és működtetésének finanszírozása egyelőre nem megoldott. A helyszín kiválasztásában a jelenleg elsődlegesként kezelt szempont az alacsony helyi szeizmikus aktivitás, ez alapján pedig mostanáig három javasolt helyszín merült fel: a Spanyolországhoz tartozó Canfranc, az olaszországi Sos Enattos, és a magyarországi Gyöngyösoroszi. Mindhárom helyszínen egy egykori bánya alagútrendszere biztosítaná a detektor számára az elhelyezést.

A második generációs detektorok működésének kezdete hozzávetőlegesen 2015-től várható. A megnövelt detektor-érzékenység, és az egyidejű működés nemcsak rendszeres GH-jelek észlelésével kecsegtet, de a forrás-lokalizálás lehetőségével a több információhordozó közegre épülő ún. *multimessenger csillagászat* előtt is megnyitja az utat. Az egyes második, és a még csak tervezési fázisban lévő harmadik generációs detektorok tervezett DSD-görbéit a 8. ábrán tüntettem fel.

Földi körülmények között alacsony frekvenciákon a szeizmikus, valamint a gravitációs gradiens zaj kikerülhetetlenül korlátozzák a GH-jelek észlelését. A néhány Hertz alatti GH-észleléshez szükséges, hogy a detektort a földi környezettől távol, az űrbe telepítsük. A várhatóan a 2020-as években működő *Laser Interferometer Space Antenna (LISA)* (LISA web, 2011) detektor legérzékenyebb tartománya a 1-100 mHz közötti tartományba fog esni. A detektor a tervek szerint három, egymástól 5 millió km-re, szabályos háromszög alakban elhelyezkedő műholdból fog állni, amelyek lézerjeleket bocsátanak ki egymás felé. Az ET-hez hasonlóan a háromszög-elrendezés három interferométernek felel meg, amelyből csak kettő adata tekinthető egymástól függetlennek. A műhold-rendszer a Föld pályáját követi a Nap körül, a Földtől 20°-os szögben lemaradva. A műholdak a földpálya mentén



9. ábra. A LISA detektor (zöld), valamint a LIGO (kék) és Advanced LIGO (piros) tervezett SSD-görbéje. (Forrás: Chatterji 2005)

hullámszerű mozgást írnak le a Nap körül, ami a változó detektor-orientáció miatt lehetővé teszi az alacsony frekvenciás GH-jelek forrásainak lokalizálását (Kocsis et al., 2006). A LISA tesztömegei 4,6 cm oldalhosszúságú arany-platina kockák, amelyek körül a műholdak mikro-Newton nagyságrendű tolóerőt kifejtő precíziós hajtóművel korrigálják mozgásukat. Mivel a három műholdat egymáshoz képest nehéz pozícióban tartani, a sokszoros karhosszúság ellenére is a LISA detektor a legnagyobb érzékenységu tartományában sem haladja meg a LIGO legnagyobb érzékenységuét. A LISA ugyanakkor a mHz-es tartományokon más források, asztrofizikai folyamatok megfigyelésére lesz képes, mint a földi detektorok (lásd a 9. ábrát). A legfontosabb forrásai közé a szupernehéz és középnehéz feketelyuk-kettősök, az extrém tömegarányú kettősök, a galaktikus kettősrendszerek, valamint a kozmológiai eredetű sztochasztikus GH-háttér tartoznak. A Tejútban található fehér törpe kettősök GH-jelei együttesen olyan, felbonthatatlan háttérrel alkotnak, amelynek állandó jelleggel meg kell jelennie a LISA adatsorában, a mHz alatti frekvenciákon. Amennyiben ezt az állandó háttérrel a LISA nem fogja érzékelni, az ellentmondana a gravitációs hullámok létezésének, vagy az ezt a GH-forrást leíró asztrofizikai modelleknek.

Első rész: Hosszú gravitációshullám-tranziensek keresése

A dolgozat első részében a hosszú GH-tranziensek keresésében 2009 elejétől végzett munkámat ismertetem. A projekt végső célja, hogy egy, a hosszú GH-tranziensek keresésére kifejlesztett keresőalgorithmust gamma-kitörésekkel egyidejű, hosszú GH-tranziensek megtalálására alkalmazzuk, elsősorban a második generációs GH-detektorok működési időszakában. Így a dolgozat 1.1. fejezetében a jelkeresés egy általános fogalomrendszerének tisztázását követően a gamma-kitörések fenomenológiai tárgyalásával is foglalkozom, mielőtt a konkrét projekt témájába tartozó publikációim (Thrane et al., 2011; Raffai et al., 2007; Baret et al., 2011) eredményeit bemutatnám. A hosszú GH-tranziensek lehetséges asztrofizikai forrásait, valamint az e jelcsalád keresésére kifejlesztett ún. *STAMP* eljárást a dolgozat 1.2. fejezete ismerteti. A projekt jelenlegi állását, és a jövőben elvégzendő feladatokat szintén az 1.2. fejezetben adtam meg. Végül az 1.3. fejezet a keresés elvégzéséhez szükséges optimalizációs folyamatból a GH-jelkeresés gamma-kitörésekre vett időablakát, valamint az időablak megállapításakor használt módszereket mutatja be.

1.1. Alapfogalmak és matematikai definíciók

Az alábbi három alfejezetben a dolgozat első része további fejezeteinek megértéséhez adom meg a szükséges háttérismereteket. Az 1.1.1. alfejezetben a GH-jelek keresésében, és a GH-detektorok adatainak feldolgozásában használt fogalmakat határozom meg, és megadom a jelkeresési eljárások kidolgozásának általános feltételeit. Mivel a dolgozatban a jel-zaj arány fogalmát több helyen is használom, ugyanakkor a fogalom mégis a jelkeresések, az adatfeldolgozás témaköréhez tartozik legjobban, így jel-zaj arány matematikai definícióját az 1.1.2. alfejezetben tárgyalom. Harmadikként a gamma-kitörések fenomenológiáját mutatom be az 1.1.3. alfejezetben, megadva a gamma-kitörések elektromágneses észlelését végző projekteket is. Ez az áttekintő, fenomenologikus tárgyalás egyaránt megalapozza az 1.2 és az 1.3. fejezetekben részletesen tárgyaltaakat.

1.1.1. A jelkeresés általános megfontolásai

A GH-detektorok nyers, kalibrált kimenete egy egyszerű idősor, amelyhez egy adott f_s mintavételi frekvencia tartozik, a mintaértékek pedig közvetlenül GH-strain értékeként értelmezhetők. A jelkeresés szempontjából azonban nem feltétlenül az idősor az adatok legmegfelelőbb reprezentációja.

A GH-detektorok kimeneti idősora első közelítésben a helyi zajhatások, és a beérkező GH-jel által okozott strain egyszerű összege (lásd a dolgozat (43) egyenletét). A jelkeresés során célunk, hogy az összegből a helyi zajhatásokat jellemző $n(t)$ idősort kiszűrjük, és az általunk keresett $h(t)$ GH-jelet az $s(t)$ nyers adatsorból rekonstruáljuk. Ennek első lépése

az $s(t)$ adatsor megfelelő reprezentációja, ami a lehető legjobban elkülöníti az $n(t)$ és $h(t)$ tagokat.

A GH-detektor kimeneti idősoráról az adatok egy más reprezentációjára áttérni egy megválasztott matematikai transzformációval lehetséges, amelyet az $s(t) = n(t) + h(t)$ idősorra alkalmazunk. A transzformáció megválasztásakor érdemes ügyelni annak linearitására és invertálhatóságára. A transzformációs eljárás tipikusan az N elemű idősor, mint egy absztrakt N dimenziós tér egy helyvektorának kifejtését jelenti egy, a térben definiált bázisfüggvény-rendszer szerint. A bázisfüggvény-rendszer megválasztásakor fontos szempont a bázisfüggvények ortogonalitása, valamint a bázisrendszer teljessége. Az $s(t)$, mint egy N -dimenziós helyvektor kifejtése a bázisfüggvények megválasztását követően egy, a térben definiált skalárszorzat szerint történik: a helyvektor "hasonlóságát" valamely bázisfüggvényre a bázisfüggvénnyel, mint vektorral történt skalárszorzás végeredményének nagysága szabja meg. Ha a választott bázisrendszer teljes, a bázisrendszeren tetszőleges $s(t)$ idősor kifejthető. Ha a bázisfüggvények nem ortogonálisak egymásra, az $s(t)$ hasonlósága valamelyik bázisfüggvényre nem zárja ki valamely más bázisfüggvénnyel való hasonlóságot, mivel a bázisfüggvények egymástól nem tekinthetők függetleneknek.

A bázisfüggvények megválasztása a már nevezett matematikai megfontolások mellett a keresett jeltípus függvénye. Célszerű ugyanis az adatokat olyan bázisfüggvények szerint kifejtetni, amely függvények a keresett jelre, mint hullámfüggvényre a lehető legjobban hasonlítanak. Ilyen módon egy periodikus $h(t)$ jelalak keresésében a legcélszerűbb az $s(t)$ adatsort szinusz-koszínusz bázisfüggvények szerint kifejtetni, vagyis a választott transzformáció a Fourier-transzformáció lesz, a (relatív) hasonlóság mértékét pedig pl. az egyes frekvenciákhoz tartozó Fourier-együtthatók fogják megadni.

Egy bespiráló kettősrendszer chirp jelét, amelyre rendelkezésre áll a jól modellezett $h(t)$ hullámfüggvény, hasonló logika alapján érdemes ilyen, szimulált, elméleti $h(t)$ hullámfüggvények, mint bázisfüggvények szerint keresni (a kifejtés valójában Fourier-térben, az elméleti $\hat{h}(f)$ spektrumok szerint történik meg). Ezt a keresési technikát nevezik *matched filtering* keresési technikának. Ilyen esetben a bázisfüggvény-rendszer sem ortogonális, sem teljes nem lesz, a keresést tehát csak a bázisfüggvények egy kiválasztott paraméter-tartományán belül lehet elvégezni.

A GH-kitörések keresésében az adatok reprezentálásának leggyakoribb módja az *idő-frekvencia térképek* (*tf-térképek*) használata, amelyben a választott bázisfüggvények két jellemző paramétere egy centrális idő, és egy centrális frekvencia. A tf-térképek leggyakoribb előállítására szinusz hullámok valamilyen burkolófüggvényvel vett, amplitúdó-modulált változata szerinti kifejtés. Az eredményül kapott tf-térképek pixeljeinek területe az idő és frekvencia komplementer jellege miatt nem érhet el egy határértéknél kisebbet, vagyis a térkép területi felbontása nem lehet egy határértéknél nagyobb. Belátható, hogy a legjobb területi felbontást Gauss-görbékkel modulált szinusz hullámokkal érhetjük el; a rekonstruálandó hullámformák ismeretlensége miatt ezért egyes keresési technikák ilyen bázisfüggvényeket használnak (Chatterji, 2005). Az így választott bázisrendszer bázisfüggvényei szintén nem lesznek ortogonálisak.

A GH-jelek általános tulajdonsága a helyi zajhatásokkal szemben, hogy a belőlük származó $h(t)$ függvény több, egymástól távol elhelyezkedő detektor adatsorában korrelál, miközben a detektorok adatsorában az egyes $n(t)$ tagok nem. Ezt figyelembe véve érdemes egy adott detektor N elemű $s(t)$ adatsorát egy másik detektor N elemű kimeneti adatsorával összehasonlítani. Az összehasonlítás teljesen analóg módon történik a bázisfüggvény-kifejtés módjával: képezzük a két adatsor, mint egy-egy N -dimenziós térben vett helyvektor skalárszorzatát. A skalárszorzatot képezhetjük úgy is (a legegyszerűbben akkor, ha a két detektor

kimenetéből N mintánál több áll a rendelkezésünkre), hogy a két adatsor között a skalárszorzatot megelőzően valamilyen időkéscést is veszünk. Így a különböző időkéscések mellett vett skalárszorzat értékek (normálva) lényegében a két adatsor keresztkorrelációs függvényét adják ki. A keresztkorrelációs függvény ezután más bázisfüggvények szerint szintén felbontható. Belátható, hogy Gauss-eloszlású háttérzajt feltételezve egyszerre kettőnél több detektor adatának skalárszorzatát véve nem nyerünk új információt (Abbott et al., 2007). Ilyen esetben a legtöbb információt az adatokból akkor nyerhetjük ki, ha a hasonlóságokat detektorpáronként mérjük.

A jelkeresés első lépése tehát a megfelelő bázisrendszer megválasztása, ami szerint a GH-detektorok adatait kifejtjük. A bázisrendszer megválasztása lényegében egyet jelent az adatok kifejtésekor használt transzformációs eljárás, vagyis egy "kifejtő operátor" megválasztásával. A végső cél, hogy az adatsor új reprezentációjában az $s(t)$ adatsor $n(t)$ -ből és $h(t)$ -ből származó tagjai minél jobban elkülöníthetők legyenek egymástól. Az elkülönítés nem mehet másként, mint az $n(t)$ és $h(t)$ függvények megkülönböztető tulajdonságainak a számbavételével, és felhasználásával. A jelkeresést megelőzően tehát fontos lépés, hogy az $n(t)$ és a keresett $h(t)$ függvények tulajdonságait minél pontosabban megismerjük, és hogy e tulajdonságokat a keresésben azután maradéktalanul felhasználjuk.

A megfelelő adatrepresentáció után a következő feladatunk egy vágást vagy válogatást végezni aszerint, hogy az új adatrepresentáció melyik elemét tartjuk az $n(t)$ függvényből, és melyiket a $h(t)$ függvényből származónak. A szétválogatás általában a bázisrendszeren kapott hasonlósági értékek alapján történik: pl. a skalárszorzatokkal kapott hasonlósági értékek közül megtartjuk azokat, amik egy bizonyos küszöbszint feletti értéket érnek el, míg a többi tagot nullává redukáljuk. A válogatás nem csak érték szerint történhet: egy tf-térképen kapott lokális maximumértékeknél azt is figyelembe vehetjük, hogy a kiugró értékek egy adott pixelszámmal nagyobb méretű, összefüggő klasztert alkotnak-e, vagy speciális feltételeket szabhatunk a klaszter alakjára is. Mindez ismét a keresett jel tulajdonságaitól, vagyis a jehről szerzett előzetes tudásunktól függ. A feladat mindenestre az, hogy egy olyan "vágó operátort" válasszunk meg, amely az adatsorunk új reprezentációjában az elemeknek legalább egy részét - az $n(t)$ -nek tulajdonított tagokat - a további adatfeldolgozásból kizselektálja.

Ha a vágó operátor alkalmazása után maradnak további elemeink, azokból egy újabb matematikai eljárással egy számértéket, a keresés *teszt-statisztikáját* alkotjuk meg. Amennyiben egy konkrét adatszakra a keresési eljárás kimeneti teszt-statisztika értéke egy előre lerögzített határértéknél (a *riasztási határértéknél*) nagyobb, a keresőprogram *riasztást* okoz. Ha a keresőprogram olyan esetben ad riasztást, amikor az adatsorban valójában nincs valódi GH-jel, *hamis riasztásról* (*false alarm*) beszélünk.

A keresőprogramnak bemenetként adott egy vagy több adatsor $n(t)$ tagja egy sztochasztikus idősor, amelynek elemei valamilyen mögöttes eloszlásból származnak. Amennyiben a bemeneti adatsorban GH-jel nincs jelen, vagyis $h(t) = 0$, a teszt-statisztika egy olyan mögöttes eloszlásból vett minta lesz, amely eloszlás az $n(t)$ eloszlásától, a kifejtő operátortól, a vágó operátortól, és a teszt-statisztika értékét megadó matematikai műveletektől függ. A keresőeljárás megalkotásakor fontos szempont, hogy GH-jel hiányában, vagyis csak detektorzaj bemenetre a teszt-statisztika értékek eloszlását ismerjük. Ennek az eloszlásnak a feltérképezése egyszerűbb esetekben történhet analitikus számolással, bonyolultabb esetekben numerikus szimulációval (pl. Monte Carlo szimulációval), vagy nagyszámú valódi detektorzaj-minta feldolgozásával. Ez utóbbi esetben a legfőbb kihívás azt biztosítani, hogy a nagyszámú adatmintában valóban ne forduljon elő a keresett GH-jel.

Az eloszlás, ill. a teszt-statisztikához tartozó valószínűsűrség-függvény ismeretében a riasztási határérték megadása már egy konkrét *hamis riasztási valószínűséghez* (*false alarm*

probability, vagy *FAP*) rendelve történhet. Ilyenkor eldöntjük, hogy mekkora valószínűség-gel engedjük meg, hogy egy riasztást okozó esemény nem egy GH-jelből, hanem pusztán a detektor háttérzajából származzon. A riasztási határértéket akkorára választjuk, aminél nagyobb értékekre a teszt-statisztikához tartozó valószínűsége-sűrűség-függvény integrálja ezzel a tolerált FAP értékkel egyezik meg. Mivel a FAP nem független a bementi adatsor elemszámától (vagyis a rögzített f_s mintavételi frekvencia miatt az adatsor időhosszától), a riasztási határértéket valójában nem egy még tolerált FAP értékhez, hanem egy még tolerált *hamis riasztási gyakorisághoz* (*false alarm rate*, vagy *FAR*) kötjük. A FAR értéket egy adott FAP értékből úgy kapjuk meg, hogy a FAP értéket elosztjuk a bemenetként adott adatsor időhosszával. A kapott FAR már független lesz a bemeneti adatsor időhosszától, és így arra hossz-függetlenül egy tolerált határértéket szabhatunk.

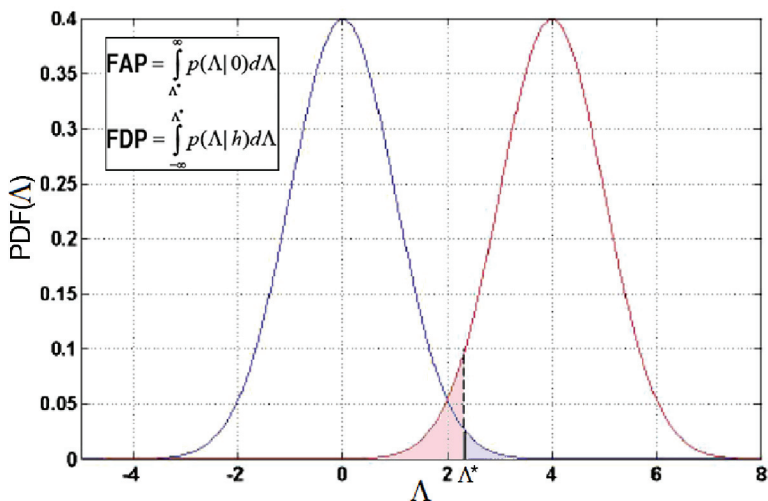
Amennyiben a bemeneti adatsor nem csak az $n(t)$ zajt, de egy $h(t)$ GH-jel-t tartalmaz, úgy a jel erősségétől függően ez azt az eloszlást is megváltoztatja, amiből a teszt-statisztikát mintaként kapjuk. A keresőeljárásban a kifejtő és a vágó operátorok, valamint a teszt-statisztika kiszámításakor használt műveletek megválasztásakor az a célunk, hogy nemzérus $h(t)$ esetén a teszt-statisztika eloszlása a zérus $h(t)$ esetén kapható eloszlástól minél jobban elkülönüljön.

A hamis riasztás mellett a másik hiba, amit a keresőprogram elkövethet, a *hamis tévesztés* (*false dismissal*). Ezt a kifejezést arra az esetre használjuk, amikor a keresőprogram egy, a riasztási határértéknél kisebb teszt-statisztikát ad kimenetként annak ellenére, hogy a bemeneti adatsorban GH-jel is jelen van. A FAP-hoz és FAR-hoz hasonlóan itt is definiálhatjuk a *hamis tévesztési valószínűséget* (*false dismissal probability*, vagy *FDP*), valamint a *hamis tévesztési gyakoriságot* (*false dismissal rate*, vagy *FDR*). Egy adott riasztási határértékre az FDP-t úgy kapjuk meg, hogy a teszt-statisztika nemzérus $h(t)$ esetére vett valószínűsége-sűrűség-függvényét a riasztási határértéknél kisebb teszt-statisztikákra összeintegáljuk. Az FDR az FDP-ből már az FAR számolási módjával analóg módon származtatható.

Az 1.10. ábra egy fiktív keresőprogram Λ teszt-statisztika értékeinek valószínűsége-sűrűség-függvényét ábrázolja abban az esetben, amikor a keresőprogram bemenetként egy $s(t) = n(t)$ mintát kap, GH-jel jelenléte nélkül (kék görbe), valamint abban az esetben, amikor $s(t) = n(t) + h(t)$, és $h(t) \neq 0$ (piros görbe). A teszt-statisztika valószínűsége-sűrűség-függvénye itt mindkét esetben egy Gauss-görbe, eltérő átlagértékkel. Nemzérus $h(t)$ jelenléte esetén az eloszlás átlagértéke a $h(t)$ jel erősségét jellemző h paraméterrel növekvő mértékben nő. A példában észlelési határértéknek a $\Lambda = \Lambda^*$ teszt-statisztika értéket választottuk. Az ábra késsel színezett területe szemléletesen mutatja a Λ^* -hoz tartozó FAP-t, míg a pirossal színezett terület az FDP nagyságát adja.

Jóllehet a riasztási határértéket általában adott FAR-hez rendelve adjuk meg, a keresőprogram célja, hogy az FDR is minél alacsonyabb legyen. Az FDR azonban mindig a $h(t)$ jel erősségétől (pl. karakterisztikus amplitúdójától) is függ. Az FDR minimalizálása tehát valójában a kifejtő, a vágó, és a teszt-statisztika megválasztási módjába van kódolva. Ha egy adott riasztási határértékhez a tolerált FDR-t lerögzítjük, egy adott $h(t)$ hullámfüggvényre megadható az a karakterisztikus jelamplitúdó, amelyhez a rögzített FDR fog tartozni. Így, ha a keresőprogram nem ad riasztást, adott tolerált FDR értékhez meghatározható egy felső határérték a karakterisztikus jelamplitúdóra, aminél egy, az adatsorban potenciálisan mégis jelen lévő GH-jelnek kisebb amplitúdójának kell lennie.

A felső korlát, valamint az FDR megadásához mindenképp azonban a teszt-statisztikához tartozó valószínűsége-sűrűség-függvény feltérképezését kell elvégeznünk, ami a legtöbb esetben mesterségesen generált $h(t)$ függvények szoftveres vagy hardveres hozzáadásával történik a



1.10. ábra. Egy fiktív keresőprogram Λ teszt-statisztika értékeinek valószínűsűrsűrűségfüggvénye tiszta zaj (kék görbe), valamint zaj+jel (piros görbe) bemenet esetén. A példában a két függvény egy-egy Gauss-görbével írható le, ahol az eloszlás átlaga a jel erősségét jellemző h értéktől függ. Észlelési határértéknek a $\Lambda = \Lambda^*$ teszt-statisztika értéket választottuk. Az ábra késsel színezett területe szemléletesen mutatja a Λ^* -hoz tartozó FAP-t, míg a pirossal színezett terület az FDP nagyságát adja.

detektor $n(t)$ zajmintájához. Ezt az eljárást a $h(t)$ *beinjektálásának* nevezzük. Nagyszámú beinjektálás után a keresőprogramot lefuttatjuk a mesterséges $h(t)$ jelet is tartalmazó adat-sorokra, és megállapítjuk a kimenetként kapott teszt-statisztikák eloszlását.

Egy keresőprogram összeállításakor lényegében e három feladatot kell elvégeznünk:

- a GH-detektor adata megfelelő reprezentációjának a megválasztása;
- a vágó operátor megválasztása;
- a teszt-statisztika megválasztása.

Mindhárom feladat a keresett jeltől függ, így, bár többféle jelalakra robusztus kereső-eljárás kidolgozható, bármely jelalakra univerzálisan jól alkalmazható keresőeljárás nincs. A keresőeljárás megalkotásakor valójában kompromisszumot kell kötnünk a robusztusság, és a valamely speciális hullámfüggvénnyel jellemezhető jelle vett megnövelt érzékenység között. Ha egy keresőeljárás valamely jelalakra érzékeny, úgy más, eltérő jelalakokra általában kevésbé lesz robusztus - és fordítva.

Ha az adatok kifejtésekor használt transzformáció invertálható, és a keresés riasztással végződött, a vágó operátor kimenetként kapott adathalmazra a kifejtő operátor inverzét alkalmazhatjuk. Az így kapott $s(t)$ idősor ekkor a $h(t)$ hullámfüggvény egy becslésének, vagy *rekonstrukciójának* tekinthető. A rekonstrukció természetesen történhet a $\tilde{h}(f)$ spektrum becslésével, a frekvenciatérben is.

1.1.2. A jel-zaj arány

A *jel-zaj arány* (*signal-to-noise ratio*, vagy *SNR*) általában egy tág értelemben vett fogalom, amelynek matematikai definíciója a jelkeresési eljárásokról függően eltérő lehet. A definíció tisztázásakor tehát mindig fontos, hogy azt az adott kontextuson belül értelmezzük.

A jel-zaj arálynak ennek ellenére létezik egy általánosan alkalmazott definíciója. Ez a következő:

$$\text{SNR} = 2\sqrt{\int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{h}(f)|^2}{S(f)} df}, \quad (1.46)$$

ahol $\tilde{h}(f)$ a jel, $S(f)$ pedig a detektor zajának egyoldali teljesítményspektruma. $\tilde{h}(f)$ lehet egy elméleti modell alapján megadott spektrum, vagy egy, a keresőprogram kimenetként kapott, rekonstruált $\tilde{h}(f)$ jelspektrum is.

Ha a jel hullámfüggvénye az alábbi alakban megadható:

$$h(t) = \begin{cases} h_0 \cos(2\pi f_0 t), & \text{ha } 0 \leq t \leq T \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (1.47)$$

úgy a jel-zaj arány definíciója az (1.46) egyenletben megadott definíciónál egyszerűbb alakban is kifejezhető. Az (1.47) egyenletben h_0 és f_0 rendre a T ideig jelen lévő (T ideig integrált), monokromatikus jel strain amplitúdója, és frekvenciája. Ekkor ha teljesül, hogy $T \gg 1/f_0$, úgy $S(f) \approx S(f_0)$. Legyen $\tilde{n} = \sqrt{S(f_0)}$! Ezesetben:

$$\text{SNR} = \frac{2}{\tilde{n}} \sqrt{\int_0^{+\infty} |\tilde{h}(f)|^2 df}. \quad (1.48)$$

Értelmezzük most $\tilde{h}(f)$ -et a negatív frekvenciákra is! Ekkor:

$$\sqrt{\int_0^{+\infty} |\tilde{h}(f)|^2 df} = \sqrt{\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{h}(f)|^2 df}. \quad (1.49)$$

Parseval tétele alapján:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{h}(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)^2 dt. \quad (1.50)$$

Tehát:

$$\sqrt{\int_0^{+\infty} |\tilde{h}(f)|^2 df} = \sqrt{\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)^2 dt}. \quad (1.51)$$

$h(t)$ speciális, az (1.47) egyenletben megadott alakja miatt:

$$\sqrt{\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{2} \int_0^T h(t)^2 dt} = \sqrt{\frac{T}{2}} h_{\text{rms}}, \quad (1.52)$$

ahol

$$h_{\text{rms}} \equiv \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T h(t)^2 dt}. \quad (1.53)$$

Mivel a példában szereplő $h(t)$ -re $h_{\text{rms}} = h_0/\sqrt{2}$, ezért végeredményben:

$$\boxed{\text{SNR} = \frac{h_0}{\tilde{n}} \sqrt{T}}. \quad (1.54)$$

Ezt az eredményt a dolgozatom második részében is többször felhasználom.

1.1.3. A gamma-kitörések fenomenológiája

Ebben a fejezetben a gamma-kitörések fenomenologikus bemutatását végzem, valamint említést teszek a fontosabb GRB-megfigyelési projektekről is. A GRB-k modelljeit, elsősorban e források GH-emissziójára koncentrálna, részletesebben az 1.2. fejezet 1.2.1. alfejezetében, valamint az 1.3. fejezetben tárgyalom.

A *gamma-kitörések* vagy *gamma-felvillanások* (angolul, egyes számban *gamma-ray burst* vagy *GRB*) olyan asztrofizikai eredetű, $\mathcal{O}(10\text{ms} - 100\text{s})$ időtartamú elektromágneses felvillanások az égen, amelyek a spektrum $\sim 10^{-12}$ m-es hullámhosszú ún. gamma tartományában jelennek meg. Fénygörbéjük rendkívül változatos és összetett, a kitörések időhossza, a felfénylési csúcsok száma, és a csúcsok szimmetria-tulajdonságai is kitörésről kitörésre változik. A fénygörbék változékonyságából kompakt forrásra lehet következtetni. Egyes gamma-felvillanásokat 1-100 másodperccel korábban kisebb felvillanás, ún. *prekurzor* előz meg (lásd pl. Lazzati 2005). A jelenség időbeli lefolyását tekintve általában három részre tagolható: elő-felvillanásra (*pre-burst*), kitörésre (*burst*), és utófényre (*afterglow*). Az elő-felvillanás és az utófény nem minden gamma-kitörés esetén észlelhető.

A GRB-ket időhosszukat tekintve hagyományosan két csoportba sorolják: rövid és hosszú GRB-k. Az időhossz mértéke a csoportba tagoláskor a T_{90} (vagy a T_{50}), ami azt az időhosszat

jelöli, ami alatt a felvillanásból érkező foton-beütések 90%-a (vagy 50%-a) beérkezik, a beütésszám 5%-ától (ill. 25%-ától) számítva. A T_{90} alapján a GRB-ket két (Kouveliotou et al., 1993; Gehrels et al., 2006), újabb eredmények szerint (lásd Horváth et al. 2005 és hivatkozásait) pedig három csoportba soroljuk:

- rövid kitörések (*short GRBs*), amelyekre $12\text{ms} < T_{90} \leq 2\text{s}$, a T_{90} eloszlás átlaga pedig $\sim 0,3\text{ s}$;
- közepes időhosszúságú kitörések (*intermediate duration GRBs*), amelyekre $2\text{s} \leq T_{90} \leq 10\text{s}$;
- hosszú kitörések (*long GRBs*), amelyekre $10\text{s} < T_{90}$. A hosszú kitörések T_{90} átlaga $\sim 30\text{ s}$, észleltek azonban már hónapokig tartó GRB eseményt is (GRB110328A, lásd de Almeida & De Angelis 2011 és hivatkozásait).

Jóllehet az egyes GRB kategóriák között eltérést feltételezünk a felvillanásért felelős asztrofizikai folyamatot illetően, a GRB-k időhosszát tekintve a csoportosítás nem egyértelmű, mert az egyes kategóriákhoz tartozó, feltételezett T_{90} eloszlások egymással átfednek.

A GRB-k spektruma egységesebb képet mutat, mint a fénygörbék. A spektrumokra egy karakterisztikus kitevőjű hatványfüggvény illeszthető, amely függvénygörbe általában letörik egy adott energián (lásd pl. Sakamoto et al. 2011). A GRB-k spektrális tulajdonságainak jellemzésére dolgozták ki a BATSE gammafoton-detektor (lásd Paciesas et al. 1999 és hivatkozásait) négy energiacsatornájára alapozva a GRB-k *spektrális keménység skáláját*, ahol a GRB-k keménységét a $H_{32} = \log(F_3) - \log(F_2)$, vagy a $H_{321} = F_3/(F_2 + F_1)$ mennyiségekkel jellemzik. A megadott képletekben F_i a BATSE detektor i -edik energiacsatornájában mért *fluence* (a teljes integrálási idő alatt az észlelt fotonok a detektorfelülettel normált száma). A legnagyobb H_{32} ill. H_{321} értékekkel általában a (*kemény*) rövid GRB-k rendelkeznek, míg a hosszú GRB-k lágyabbak. Megfigyelések szerint a közepes időhosszúságú GRB-k rendelkeznek a legkisebb keménység értékekkel, időtartamuk és keménységük pedig antikorreál (Horváth et al., 2005).

A megfigyelésekre alapozott következtetések alapján a GRB események során a forrás $10^{51} - 10^{34}$ erg energia kibocsátására is képes (Frail et al., 2001). Részben a megfigyelt energiamennyiségből arra következtetünk, hogy a GRB-k energiájukat nem izotrópikusan, hanem kollimált nyaláb mentén bocsátják ki, amely a GRB-k megfigyelése esetén épp a detektorunk felé mutat. A GRB eseményekből ma átlagosan napi egy megfigyelhető (Sakamoto et al., 2011), a feltételezések szerint azonban több GRB eseményt nem látunk, mert a teljes kitörési folyamat vagy nem következik be, vagy a kitörés kollimált nyalábja nem valamelyik detektorunk felé mutat.

A GRB-k irányeloszlását több cikkben is vizsgálták (lásd Balázs et al. 2010 és hivatkozásait). A Swift és a BATSE gamma-detektorok adatai alapján a GRB-k a teljes mintára izotróp módon oszlanak el az égen, ami a források extragalaktikus eredetét sugallja. Az időhosszak alapján kialakított GRB kategóriákon belül az izotróp eloszlás már korántsem egyértelmű. A Swift és BATSE adatok statisztikai elemzése alapján a hosszú kitörések izotróp irányeloszlásúak, míg a közepes időhosszúságúak nem. A rövid kitörésekre a rendelkezésre álló mintanagyságból egyelőre nem lehetett egyértelmű következtetést levonni az irányeloszlást illetően.

Az események távolágát a legtöbbször a gamma-felvillanást követően megfigyelhető *utófény* (Nousek et al., 2006) vöröseltolódásából lehet megállapítani. Az utófény minden hullámhossz-tartományban megjelenhet, a röntgentől az ultraibolyán és optikai tartományon keresztül a rádió-hullám-hosszakig. Megfigyelések szerint a legnagyobb intenzitású utófényt

a hosszú kitörések bocsátják ki, a leghalványabbat pedig a rövid GRB-k. Az utófény látszólagos magnitúdója hatványszerűen nő (vagyis az objektum fényessége csökken). A GRB-k fénygörbéjében következetesen megfigyelhető egy letörés, amikor a fénygörbe csökkenését jellemző hatványkitevő abszolútértékben ugrásszerűen megnő. Az elméleti modellek következtetése szerint az utófény fénygörbéjének letörési idejéből a feltételezett kollimált sugárzási nyílászögére következtethetünk (Frail et al., 2001). Ez alapján a tipikus nyílászögek a GRB-kra $2 - 20^\circ$ közé tehetők.

Az utófény vöröseltolódásából megállapított GRB forrástávolságok alapján a rövid kitörések $\sim 10 - 25\%$ -a közeli ($z < 0,25$) esemény (Tanvir et al., 2005), a hosszú kitörések forrásai ehhez képest általában távolibbak. A közepes időhosszúságú GRB-k vöröseltolódás-eloszlása a hosszú GRB-kéhoz hasonló, bár az eloszlás átlaga a hosszúakénál közelebbi z -re esik (Horváth et al., 2010). Megjegyzendő, hogy a GRB-k távolságát nem minden esetben az utófényből állapítjuk meg, hanem olyan esetekben, amikor a GRB egy galaxison belül jól lokalizálható, a GRB távolságát a forrásgalaxis vöröseltolódásának méréséből határozzuk meg. Összességében az eddigi legközelebbi GRB-t $z = 0,0085$ -nél sikerült megtalálni (GRB980425, lásd pl. Pian et al. 1999), a legtávolabbit pedig $z = 8,1 - 8,3$ vöröseltolódásnál (GRB090423, Tanvir et al. 2009; Salvaterra et al. 2009). Mindkét GRB a hosszú kitörések kategóriájába tartozott.

A GRB-k fénygörbéjének akár milliszekundumos időtartamú változékonyságából valamilyen kompakt forrásra lehet következtetni. A GRB-k progenitorára legalább kétféle alapmodell feltételezhetünk, amelyeket rendre külön a rövid és hosszú GRB-khez szokás asszociálni. A hosszú GRB-k esetén használt alapmodell szerint (lásd pl. MacFadyen & Woosley 1999) az esemény egy nagytömegű ($\gtrsim 40 M_\odot$), forgó, alacsony fémtartalmú csillag-kollapszár vagy hipernóva eredménye, amelyben az összeomló csillag egy fekete lyukat hoz létre, körülötte a maradék csillaganyaggal, és az abból formálódó akkréciós koronggal vagy törüsszal. A kollimált tölcse és a relativisztikus jeteket a fekete lyuk és az akkreáló anyag kölcsönhatása hozza létre, a fekete lyuk forgástengelye mentén. A jetek a külső csillaganyag-buroknak ütközve keltik a gamma-felvilágást. Ezt az alapmodellt erősítik azok a megfigyelések, amik szerint a hosszú GRB események időnként Ib és Ic típusú szupernóva eseményekkel asszociálhatók, valamint hogy forrásgalaxisuk nagyobb valószínűséggel az irreguláris- és spirálgalaxisok aktív csillagkeletkezési régiói (Woosley & Bloom, 2006).

A rövid GRB-k progenitorának legelterjedtebb modellje szerint a forrás a GH-kibocsátás miatt energiát veszít, és emiatt egymásba zuhanó NS-NS és NS-BH kettősök (Kochanek & Piran, 1993; Abbott et al., 2008b). A kölcsönhatás során a NS anyagát az erős árapály erők szétszaggatják, és hasonló rendszert hoznak létre, mint amelyet a hosszú GRB-k modelljénél tárgyaltam. Az egyszeri, gyors összeütközés modelljének látszanak ellentmondani azonban azok a megfigyelések, amelyek során a hosszú GRB forrásából röntgenkibocsátást sikerült megfigyelni, napokkal a kettőrendszer feltételezett összezuhanását követően is (Burrows et al., 2005). A rövid GRB-k egy másik modellje szerint ilyen kitöréseket extrém nagy mágneses terű neutroncsillagok (*magnetárok*) csillagrendései is okozhatnak. Véltetően ilyen forrásból eredeztethetők a többször is megismétlődő rövid GRB-k, amelyek asztrofizikai forrását *lágy gamma-ismétlődőknek* (*soft gamma-ray repeater*, vagy *SGR*) szokás nevezni (lásd pl. Hurley et al. 2005).

Az első nem földi eredetű gamma-felvilágásokat a VELA műhold észlelte 1967-ben (Kledesadel et al., 1973). A GRB-k felfedezése óta számos projekt és teleszkóp célozta meg a GRB-k megfigyelését. 1991-2000 között a Compton Gamma-Ray Observatory BATSE műszere végezte a GRB események monitorozását a teljes éggömbön (Paciesas et al., 1999). 1994-től a Konus-Wind folytatott hasonló megfigyeléseket (Mazets & Golenetskii, 1981).

1996-2003 között a BeppoSAX röntgenteleszkóp a GRB-k megfigyelését is végezte (Frontera et al., 2000). A HETE2 szonda 2000-től nem csak a gamma-felvillanásokat, de azok utófényét is rögzítette (lásd Shirasaki et al. 2003 és hivatkozásait). 2002-től az INTEGRAL űrszonda a gamma-felvillanások mellett a röntgen és optikai utófény rögzítését célozza (Winkler et al., 2003). 2004-től a Swift teleszkóp BAT műszere a prompt gamma-felvillanásokat, míg XRT és UVOT műszerei a felvillanást követő utófényét figyelik meg célzottan, rendre a röntgen és az UV tartományokban (Gehrels et al., 2004). Végül 2008-tól a Fermi űrteleszkóp a LAT (Atwood et al., 2009) és GBM (Meegan et al., 2009) műszereivel figyeli a gamma-felvillanásokat. A felsorolt teleszkópok közül több végzi el maga a gamma-felvillanások pozíciójának meghatározását, és fókuszál azután rá a forrás feltételezett helyére az utófény célzott megfigyelése érdekében. Hasonló pozíció-meghatározási feladatokat végez a VELA műhold működési idejétől számítva az IPN űrteleszkóp-hálózat (lásd pl. Hurley et al. 2005 és hivatkozásait), ami több űrszonda gamma-felvillanás jeléből lényegében háromszögeléssel állapítja meg a GRB forrásának égi pozícióját.

1.2. Hosszú gravitációshullám-tranziensek keresése

A gravitációshullám-jelek keresése tradicionálisan állandó forrásokra (pl. pulzárok, sztochasztikus háttér), vagy olyan tranziens jelek forrásaira (pl. bespirálózó kompakt kettősök, szupernóvák) koncentrált, amely jelek időtartama a milliszekundumos vagy szekundumos időskálába esik. A társaszerzőséggel megjelent (Thrane et al., 2011) publikációkban annak lehetőségére és fontosságára mutattunk rá, hogy a GH-jelkeresést a több szekundumtól akár hetekig is tartó, gyengén modellezett *hosszú* GH-tranziensekre is kiterjesszük. Ezen az időskálán több forrásmoddell is előrejelez GH-kibocsátást (Ott, 2009; Corsi & Mészáros, 2009; Piro & Pfahl, 2007; van Putten, 2002), azonban a jelek tulajdonságait korábban behatóbban nem vizsgálták, ilyen időskálára keresési módszert pedig a munkánkig nem dolgoztak ki.

Mi a keresés kivitelezésére egy célirányosan megalkotott keresőtechnikát fejlesztettünk ki, amely hidat képez az $\mathcal{O}(1 - 1000\text{ms})$ időskálájú *rövid* kitörések, és a folyamatosan jelen lévő sztochasztikus GH-háttér keresési technikái között. A technikánk a jelkeresést egymástól távol elhelyezkedő detektorpárok keresztkorrelált *strain* adatának (*strain cross-power*, vagy *SCP*) idő-frekvencia reprezentációján végzi el. Az idő-frekvencia térképeket (a továbbiakban *tf-térkép*) az algoritmus off-line módon, a korábban összegyűjtött adatokból készíti el. A kétdimenziós *tf-térképeken* a jelkeresés már egy képfeldolgozási, vagy mintázat-felismerési problémaként tárgyalható. Publikációkban több mintázatkereső algoritmus alkalmazását is vizsgáltuk, köztük a Frei Zsolt, Márka Szabolcs, Márka Zsuzsa, és jómagam által kifejlesztett ún. *Locust* és *Hough* algoritmusokat, amelyekről a diplomadolgozatomban (Raffai, 2006), és a (Raffai et al., 2007) publikációnk is szólt. A *Locust* és *Hough* technikák szűk-frekvenciasávú (kvázi-monokromatikus), gyengén modellezett GH-tranziensek keresését tűzte ki célul. A (Thrane et al., 2011) publikációkban a technikák működését környezeti zaj-tranziensek rekonstrukciójával demonstráltuk, amivel egyben javaslatot tettünk a programcsomagunk alkalmazására környezeti zaj-tranziensek szűrésében is.

Dolgozatomban e fejezetében a hosszú kitörések keresését célzó munkacsoportban elvégzett munkám eredményeit tárgyalom, a (Thrane et al., 2011), és a (Raffai et al., 2007) publikációban közöltek alapján. A (Thrane et al., 2011) publikációban közöltekéből kifejezetten azon részek tárgyalására szorítkozom, amelyek a munkacsoportban végzett munkámhoz erősen köthetők, és amelyek elkészítésében a hozzájárulásaim lényegeseeknek és nélkülözhetetlenek voltak. A fejezet 1.2.1. alfejezetében a munka motivációival, és a hosszú GH-tranziensek lehetséges forrásaival foglalkozom. Az 1.2.2. alfejezetben a *tf-térképek* előállítására hasz-

nált matematikai módszereket mutatom be, a kapcsolódó fogalmak tisztázásával egybekötve. Az 1.2.3. alfejezet a tf-térképek statisztikai tulajdonságait vizsgálja háttérzaj-bemenet esetén. Az 1.2.4. alfejezetben a keresésekben alkalmazni kívánt Locust és Hough képfeldolgozó módszereket ismertetem. Az 1.2.5. alfejezet a Locust és Hough technikák alkalmazását mutatja be környezeti zaj-tranziensek azonosításában. Végül az 1.2.6. alfejezetben a STAMP algoritmus felkészítésének folyamatát tárgyalja, a gamma-felvillanások hosszú GH-tranzienseinek keresésére.

1.2.1. A hosszú GH-tranziensek forrásai

Ebben az alfejezetben áttekintem azokat az asztrofizikai forrásokat, amelyek az elméleti modellek szerint az $\mathcal{O}(\gtrsim 1\text{ s})$ időskálán bocsátanak ki a földi GH-detektorokkal potenciálisan észlelhető (hosszú) GH-tranzienseket. Az ilyen jelek kibocsátási mechanizmusai általában a következő három forrásobjektum valamelyikéhez köthető: magösszeomlások szupernóvák (*core-collapse supernova*, vagy *CCSN*), bespirálózó kompakt kettősök, vagy elszigetelt neutroncsillagok. Az egyes jelforrásokat és modelljeiket az 1.1. táblázatban foglaltam össze.

1.1. táblázat. A hosszú GH-tranziensek modelljei és forrásai.

| Modell | Forrás |
|---------------------------------|---|
| proto-neutroncsillag konvekció | magösszeomlás |
| forgási instabilitások | NS-NS kettősök, magösszeomlás, elszigetelt NS |
| r-módusok | magösszeomlás, elszigetelt NS |
| diszk-instabilitások | NS-NS kettősök, magösszeomlás |
| nagy excentricitású BH-kettősök | BH-BH kettősök |
| pulzár glitch | elszigetelt NS |
| SGR kitörések | elszigetelt NS |

Magösszeomlások szupernóvák és hosszú gamma-felvillanások

Számtalan bizonyíték áll rendelkezésre elektromágneses megfigyelésekből, amelyek mind a CCSN, mind a hosszú GRB eseményeket a nagytömegű csillagok magösszeomlási folyamatához köti (lásd pl. Woosley & Bloom 2006). Végső soron mindkét típusú eseményt a gravitációs energia felszabadulása táplálja, azonban ennek az energiának az átalakulási mechanizmusa a kilöködő anyag és sugárzás energiájává mindkét esetben bizonytalan (lásd pl. Woosley & Bloom 2006; Janka et al. 2007; Ott 2009b és hivatkozásait). A CCSN események és a hosszú GRB-k *belső motorjának* (angolul *central engine*) valamennyi modellje intenzív, nem-forgásszimmetrikus dinamikára következtet, amely mindkét típusú eseményt potenciális GH-forrássá teszi.

A CCSN események GH-jele (amelyet a Ott 2009 vizsgált) a következő elemi események (együttes) eredménye lehet: összeomlás forgás közben, és anyagvisszalökődés a magban (Dimmelmeier et al., 2008); a visszalökődést követő proto-neutroncsillag (*protoneutron star*, vagy *PNS*) konvekció (Ott, 2009; Dessart et al., 2006; Muller et al., 2004); neutrínók által táplált konvekció, és a SASI (*standing-accretion-shock instability*) instabilitás (Murphy et al., 2009; Marek et al., 2009; Kotake et al., 2009); PNS pulzációk (Ott et al., 2006); nem-forgásszimmetrikus forgási instabilitások (Ott et al., 2007; Ou et al., 2004); aszimmetrikus neutrínó-kibocsátás (Ott, 2009; Marek et al., 2009; Kotake et al., 2009); nem-gömbszimmetrikus anyag-kiáramlások (Burrows & Hayes, 1996; Fryer et al., 2004; Shibata

et al., 2006; Takiwaki & Kotake, 2010; Obergaulinger et al., 2006); mágneses eredetű belső anyagfeszültségek (Takiwaki & Kotake, 2010; Obergaulinger et al., 2006); és a forgó PNS r-módusú pulzációi (lásd pl. Lindblom et al. 1998; Bondarescu et al. 2009). A pillanatnyi CCSN részfolyamatról függően az egyes GH-kibocsátási folyamatok dominálhatnak a többi felett (Ott, 2009b).

Jelenleg két elterjedt modell áll rendelkezésre a hosszú GRB-k belső motorját illetően. Az egyik a kollapszár-modell (Woosley, 1993), amelyben egy nagytömegű csillag omlik össze fekete lyukká, akár a folyamatot megelőző CCSN-esemény nélkül, akár egy sikeres, de gyenge robbanást követő akkréciós folyamat révén. A milliszekundumos proto-neutroncsillag modell (Bucciantini et al., 2009; Thompson et al., 2004) ezzel szemben egy nagy mágneses terű neutroncsillag (magnetár) keletkezésével számol. Mindkét esetben a GRB-aktivitást csillagösszeomlás előzi meg, majd egy anyag-visszalökődést követő fázis, amely során már egy PNS van jelen, és a rendszer a szokványos CCSN-eseményekéhez hasonló GH-jelet bocsát ki. A kollapszár modellben egy fekete lyuk jön létre, amelyet egy akkréciós korong vesz körül. A GRB-nyaláb kialakulásában több folyamat is részt vehet: magneto-hidrodinamikai folyamatok, és/vagy az akkréció által táplált neutrínópár-annihiláció, és/vagy energiakinyerés a fekete lyuk forgásából. Gravitációs hullámokat az akkréciós korong turbulenciája, és a korong anyagának instabilitásai kelthetnek, amelyek a korong csomósodását, vagy fragmentálódását okozhatják (Piro & Pfahl, 2007; van Putten, 2002). A milliszekundumos magnetár modellben egy sikeres magneto-rotációs CCSN-robbanás (Burrows et al., 2007; Dessart et al., 2009) következik be, ami után a milliszekundumos protomagnetár egy nagy Lorentz-faktorú kiáramlást táplál. Ezen esetben gravitációs hullámokat a protomagnetárban fellépő konvektív/meridionális áramlások, valamint a protomagnetár nem-forgásszimmetrikus forgási instabilitásai bocsátanak ki (Corsi & Mészáros, 2009b). A CCSN-eseményekben, és a hosszú GRB-k CCSN-fázisában a legtöbb GH-keltő folyamat a CCSN-robbanás beindulásáig, vagy a PNS fekete lyukká való összeomlásáig tart. Így e jelek rövid időtartamúak lesznek, a $\lesssim 1-2$ s időskálán (Fischer et al., 2009; O'Connor & Ott, 2010). Ezek alól kivétel a PNS konvekció, és a tartós forgási instabilitások, beleértve az r-módusú pulzációkat, és a hosszú GRB-k akkréciós korongjának/tóruszának instabilitásait. Ezek tulajdonságait az alábbiakban tárgyalom, nagyságrendi becslést adva a GH-kibocsátásukra az idő és frekvencia térbén.

- proto-neutroncsillag konvekció

Egy CCSN-robbanás maradványként egy stabil proto-neutroncsillagot hagy hátra, amely a Kelvin-Helmholtz időskálán hűl le (lásd pl. Burrows & Lattimer 1986). Ez a PNS a csillaganyag további akkréciója (Zhang et al., 2008), vagy talán egy késői hadron-kvark fázisátmenet (lásd pl. Sumiyoshi et al. 2009) révén további összeomlásra mehet keresztül, és egy fekete lyuk válhat belőle. Ha a PNS mégsem omlik össze, úgy egy energikus, a hőmérsékleti és a lepton-gradiensek által hajtott konvektív motor működhet további tízmásodpercekig, a hűlési szakaszban (Dessart et al., 2006; Keil et al., 1996; Miralles et al., 2000, 2004). Ez a folyamat a PNS-t hosszú GH-tranziensek forrásává teszi.

A PNS-konvekcióból becsült GH-kibocsátás olyan szimulációk eredményeire épül, amelyek a folyamatnak csak a korai szakaszát ($\lesssim 1$ s az anyag-visszalökődés után) követik nyomon (Ott, 2009; Muller et al., 2004; Muller & Janka, 1997). Ezek a szimulációk mégis találtak néhány olyan robusztus tulajdonságot, amelyek a későbbi időkre is vonatkoztathatók. A PNS-konvekció kis Reynolds-számoknál következik be, az áramlás így tehát turbulens, ami egy közel sztochasztikus jellegű gravitációs sugárzáshoz vezet. A GH-jel polarizációja véletlenszerű a forgásmentes és lassan forgó esetekben, de egy

gyorsan forgó PNS-ben kialakuló, hengerszimmetrikus, a forgásból fakadó meridionális áramlások már egy meghatározott polarizációs irányt jelölnek ki (ezeket az áramlásokat a számítógépes modellekben még vizsgálják). A mostani szimulációk által lefedett időszakban a tipikus GH-jel strain $h \sim 3 \times 10^{-23}$, a forrás 10 kpc-es távolsága esetén (Ott, 2009; Muller et al., 2004) (itt *strain* alatt a jel földi detektor által mérhető strain-jét értjük; a forrás által kisugárzott hullám strain amplitúdója a távolsággal arányosan csökken).

Míg rövid időskálákon a PNS-konvekció GH-jele közel egy fehérzaj-kitörésként jelentkezik, a jel idő-frekvencia struktúrája nem triviális: egy széles frekvenciasávban jelenik meg az $\mathcal{O}(100\text{Hz})$ nagyságrendű skálán, és magasabb frekvenciákra tolódik át az anyag-visszalökődést követő első másodpercben (Ott, 2009; Muller et al., 2004). A jelnek ez a chirp-szerű jellege másodpercekkel tovább is elhúzódik, ahogy a PNS egyre kompaktabbá válik (Thompson & Duncan, 1993).

A PNS-modell a (Muller et al., 2004; Keil et al., 1996) publikációk által követett, $\sim 1,2\text{s}$ -ig tartó fejlődése alapján arra következtettünk, hogy a teljes kisugárzott GH-energia $\sim 1,6 \times 10^{-10} M_{\odot} c^2$ lesz. Feltételezve, hogy a konvektív-eredetű GH-kibocsátás hasonló intenzitással zajlik tovább több tíz másodpercig, ezt az energiát az $E_{GH} \sim 4 \times 10^{-9} (\Delta t/30\text{s}) M_{\odot} c^2$ szabály szerint skálázhatjuk.

- forgási instabilitások

A legtöbb nagytömegű csillag ($\gtrsim 98\%$ -uk, lásd Ott et al. 2006b és hivatkozásai) valószínűleg lassú forgású, ami a belőlük létrejövő PNS-re $\sim 10 - 100\text{ms}$ kezdeti forgási periódusidőt eredményez. Egy GRB esemény PNS progenitorja azonban valószínűleg gyors forgású, $\mathcal{O}(1\text{ms})$ nagyságrendű kezdeti forgási periódusidővel, és akár 10^{52}erg forgási kinetikus energiával (Burrows et al., 2007), ami a PNS lelassulása révén elegendőnek bizonyul egy hosszú GRB energiakibocsátásához, a proto-magnetár modell alapján (Bucciantini et al., 2009; Thompson et al., 2004).

Egy PNS, csakúgy, mint bármely forgó vagy forgásmentes, öngravitáló rendszer, az energiaminimum állapota felé igyekszik haladni. A PNS-ek valószínűleg egy forgó, belső, szilárd maggal, és egy erős differenciális forgásban lévő külső réteggel jönnek létre (Ott et al., 2006b). A magneto-rotációs (Akiyama et al., 2003) és/vagy hidrodinamikai nyírási instabilitások (Watts et al., 2005) a PNS impulzusmomentumát úgy rendezik át, hogy a PNS rétegei az együttforgás állapotába, vagy a legalacsonyabb energiájú állapotba kerüljenek. Az instabilitások második típusa jelentős, bár rövid életű ($\tau \lesssim 1\text{s}$), nem-forgásszimmetrikus deformációkat okoz a PNS anyagában, ezáltal pedig azt erős GH-sugárzóvá teszi (Ott, 2009; Ott et al., 2007; Scheidegger et al., 2010). Az olyan, közel szilárd testként forgó PNS-ek, amelyek kinetikus energiája a gravitációs energiájukhoz képest ($T/|W|$) egy bizonyos szintet meghalad, a forgásszimmetrikus alakból az $l = m = 2$ módusszámokkal jellemezhető, triaxiális alakzattá deformálódnak, lényegében egy forgó rudat alkotva. Egy ilyen rúd forgása során folyamatos GH-sugárzó. A $T/|W| \gtrsim 0,27$ arányra a nem-forgásszimmetrikus deformáció dinamikai okokra vezethető vissza, és az $\mathcal{O}(1\text{ms})$ időtartam néhányszorosaig tart csak (Baiotti et al., 2007; Shibata & Sekiguchi, 2005) (a gyors impulzusmomentum-átrendeződés miatt, így az ebből származó GH-jel vizsgálatától eltekintek).

A $T/|W| \gtrsim 0,14$ arányokra egy lassabb GH-visszahatás, vagy egy viszkózus instabilitás léphet fel, ami szintén nem-forgásszimmetrikus deformációhoz vezet. Ennek az időskálája a PNS pontos dinamikájától, valamint a viszkózitás erősségétől függ a PNS

belsejében. Mindkét forrásmechanizmusra nézve a GH-kibocsátás időskálája az $\mathcal{O}(1s)$ tartományba esik, de várakozás szerint a GH-visszahatás dominál a viszkozitás felett (Lai & Shapiro, 1995; Lai, 2001). Az instabilitás akár $\sim 10 - 100s$ időtartamig is fennállhat (Corsi & Mészáros, 2009; Lai & Shapiro, 1995), és így a hosszú GH-tranziensek tanulmányozása szempontjából lényeges.

Ahogy a GH-visszahatásból eredeztethető instabilitás jelentőssé válik, a kezdetben hengerszimmetrikus PNS az $l = m = 2$ rúdalakra deformálódik, és az ideális Dedekind-ellipszoid határesetben, a zérus alakzat-szögsebesség állapota ($\Omega = 0$) felé fejlődik tovább. A végső állapotban a fennmaradó forgási energiát a folyadékanyag mozgása tárolja, ami folyadék a rúdalakzaton belül a körpályától jelentősen eltérő pályákon mozog (Ou et al., 2004; Lai & Shapiro, 1995). GH-kisugárzást a fejlődési szakasz teljes időtartama alatt várunk, ahol a kibocsátott GH-jel strain amplitúdója Ω^2 -tel, és a rúd-deformációra jellemző ϵ ellipticitással lesz arányos. Ez a karakterisztikus amplitúdó kezdeti növekedését, majd lassú csökkenését vonja magával, ahogy az Ω csökken (Ou et al., 2004; Lai & Shapiro, 1995). Egy 100 Mpc-re lévő forrásból kijövő GH-jel karakterisztikus strain amplitúdóját $h_c = \tau_{GH} f_{GH} h = \mathcal{O}(10^{-23} \sim 10^{-22} \text{Hz}^{-1/2})$ nagyságrendűnek becsljük, ahol τ_{GH} és f_{GH} rendre a GH-jel jellemző időtartama és frekvenciája, h pedig a jel strain amplitúdója. A GH-jel kibocsátása, ilyen karakterisztikus strain mellett, várhatóan $\mathcal{O}(100s)$ ideig tart (Corsi & Mészáros, 2009; Lai & Shapiro, 1995). A kibocsátott GH-jel várhatóan elliptikusan polarizált lesz.

- r-módus instabilitások

Az r-módusok olyan oszcillációk, amelyekben a Coriolis-erő működik visszatérítő erőként. Ahogy a (Lindblom et al., 1998; Andersson, 1998) publikációk rámutattak, a neutroncsillagok r-módusai bármilyen forgási rátára instabilak a növekedésre nézve a Chandrasekhar-Friedman-Schutz instabilitásból (Chandrasekhar, 1970; Friedman & Schutz, 1978) fakadó GH-kibocsátás miatt. Az r-módusok a legalacsonyabb rendben olyan gravitációs kvadrupólsugárzást bocsátanak ki, amelynek frekvenciája $f_{GH} = 4/3(\Omega_{NS}/2\pi)$, ahol Ω_{NS} a neutroncsillag forgási szögsebessége. A sugárzás tipikus strain amplitúdója D forrástávolság, és $\bar{\rho}$ a neutroncsillag-átlagsűrűség mellett $h \sim 4,4 \times 10^{-24} \alpha (\Omega_{NS}/\sqrt{\pi G \bar{\rho}})^3 (20 \text{Mpc}/D)$ (Owen et al., 1998). Az $\alpha \in [0, 1]$ az r-módusok egy dimenziótlan amplitúdó paramétere, amelynek valódi értéke vitatott. A témában írt legutóbbi munkák (lásd Bondaescu et al. 2009, 2007 és hivatkozásai) szerint $\alpha \ll 0, 1$, és értéke nemlineáris móduscsatolódási hatások miatt nem haladja meg a $\sim 10^{-5}$ -t (Brink et al., 2004). Általában véve, az r-módusok várhatóan hosszú időtartamú GH-jelek forrásai, amelyekre azonban hosszú GH-tranzienseket csak nagy α értékekre várunk (Owen & Lindblom, 2002).

Az r-módusok által keltett gravitációs hullámok potenciális asztrofizikai forrásai az alacsony tömegű röntgenkettősök (*low-mass X-ray binary*, vagy *LMXB*), amelyekben a neutroncsillag anyagot akkretál (Bondaescu et al., 2007; Bildsten, 1998; Andersson et al., 1999), valamint a témánk szempontjából lényegesebb, újonnan keletkezett, gyorsan forgó neutroncsillagok (Lindblom et al., 1998; Bondaescu et al., 2009; Owen et al., 1998). Az utóbbiaknál az r-módusok a kezdeti forgási evolúcióban játszhatnak fontos szerepet (Bondaescu et al., 2009; Andersson et al., 1999b).

- akkrécióskorong-instabilitások

A hosszú GRB-k kollapszár modelljében a folyamat belső motorja egy fekete lyuk, amelyet egy akkréciós korong vagy tórusz vesz körül (Woosley & Bloom, 2006; Wo-

osley, 1993). A korong belső része elegendően forró ahhoz, hogy azt neutrínók hűtés és vékony legyen (Popham et al., 1999), miközben a külső tartományai az $r \gtrsim 50R_S = 100GM_{BH}c^{-2}$ sugár felett egy nemhatékony hűlésen mennek keresztül, és egy vastag akkréciós tóruszt formálnak (Piro & Pfahl, 2007; Popham et al., 1999). A korongban/tóruszban többféle hidrodinamikai és magneto-hidrodinamikai instabilitás is megjelenhet, ami GH-kibocsátáshoz vezet.

Piro és Pfahl (Piro & Pfahl, 2007) a külső tórusz olyan gravitációs instabilitásait vizsgálták, amely a héliumanyag foto-dezintegrációja miatti hűlés eredményeként a tórusz fragmentálódásához vezet. Több kisebb fragmentum egyetlen nagy és sűrű fragmentummá állhat össze, amelynek tömege elérheti a $\sim 1M_\odot$ -ot is. A fragmentum ezután a centrális fekete lyuk felé zuhan, a pályája menti viszkozitás, vagy GH-kisugárzás miatti energiavesztésig okán. Mindkét esetben ez a bespirálózás $\mathcal{O}(10 - 100s)$ ideig tart, ami a rendszert egyértelműen hosszú GH-tranziens forrásává teszi. Piro és Pfahl a jel maximális strain amplitúdóját $|h| \sim 2 \times 10^{-23} (f_{GH}/1000\text{Hz})^{2/3}$ nagyságúra becsüli egy $1M_\odot$ tömegű fragmentumot, $8M_\odot$ tömegű fekete lyukat, és 100Mpc forrástávolságot véve. A jel frekvenciája lassan növekszik a kibocsátás ideje alatt, ami a jelet kváziperiodikussá teszi. A jel karakterisztikus strain értéke ezáltal $h_c \sim \mathcal{O}(10^{-22})$ lesz $f_{GH} \sim 100\text{Hz}$ jelfrekvencián, 100Mpc forrástávolságot véve.

Van Putten egy cikksorozatóban (lásd pl. van Putten 2002, 2001, 2008 és hivatkozásait) egy ún. "felfüggesztett akkréció" modellt javasolt, amelyben a központi fekete lyukat és az akkréciós tóruszt egymással erős mágneses tér köti össze dinamikailag. Ebben a modellben a fekete lyuk forgásának lassulása a GRB belső motorját is táplálja, és egyúttal erős magneto-turbulenciát is okoz a tóruszban, ami egy időfüggő tömeg-kvadrupólmomentum kialakulásához, és így GH-kibocsátáshoz vezet. Van Putten egy egyszerű energetikai megfontolást használva a gravitációs és elektromágneses sugárzás által kibocsátott energia arányára a $E_{GH}/E_{EM} \gtrsim 100$ becslést adta, amiből $E_{GH} \sim \mathcal{O}(10^{53}\text{erg})$ következik. Jóllehet ezek a számértékek talán valószínűtlenek a természetben, a fekete lyuk forgása által hajtott magneto-turbulencia gondolatát érdemes részletesebb vizsgálat alá vetni.

Van Putten elméletében a magnetoturbulens tórusz vékony frekvenciasávú, elliptikusan polarizált GH-jeleket bocsát ki a $(1 \sim 2\text{kHz})(1+z)$ frekvenciatartományban, egy z vöröseltolódású GRB-re (van Putten, 2001). A frekvencia az idővel az előrejelzés szerint a $df/dt = \text{const}$ szabály szerint változik (van Putten, 2001). A GH-kibocsátás az elektromágneses sugárzás idejével összemérhető időtartamig folyik, ami tipikusan több másodpercet vagy perct is jelent (Woosley & Bloom, 2006). Van Putten energiabecslésével egy 100Mpc távolságra bekövetkező GRB $h \sim 10^{-23}$ strain amplitúdójú GH-jelet bocsát ki, ami összemérhető az Advanced LIGO strain zajszintjével 1000Hz frekvencián (van Putten, 2001). Egy ilyen jelet másodpercekig integrálva az Advanced LIGO-val egyértelműen észlelhető jelenséget kapunk, ami tehát lehetővé teszi, hogy van Putten modelljét a megfigyelés próbája alá vessük a második generációs detektorok működési időszakában.

Hosszú GH-tranziensek ütköző és bespirálózó kettősökből

Az 1.2.1. alfejezetben a hosszú GH-tranziensek kibocsátásának többféle modelljét is felsoroltam, amelyekben a sugárzás forrásai a kollapszárokban, és a CCSN folyamatok kezdeti szakaszában megjelenő proto-neutroncsillagok, és fekete lyuk-akkréciós korong rendszerek. Valószínűleg hasonló objektumok felelősek a gravitációs sugárzásért a neutroncsillag-kettősök

összeütközése utáni evolúciós folyamatban is. A visszamaradó objektum egy forró, szuper-masszív neutroncsillag lesz, amely állapot a kettősrendszer tagjainak tömegétől, és a keletkező anyag állapotegyenletétől függően több száz milliszekundumig fennmaradhat (lásd Kiuchi et al. 2009 és hivatkozásai). Az ilyen rendszerekben számos, a csillagösszeomlás eseténél tárgyalt GH-kibocsátási folyamat elképzelhető. Egy bespirálózó kettősrendszert, vagy rövid GRB-t követően is érdemes tehát célzott keresést végezni, hosszú GH-tranziens jelek után.

A bespirálózó kettősökben nem szükséges azonban, hogy PNS képződjön ahhoz, hogy a rendszer hosszú GH-tranziensek forrása legyen. A nagy excentricitású kettősrendszerek több száz másodpercig is eltartó, bonyolult hullámformájú GH-tranzienset bocsátanak ki (Vaishnav et al., 2009; Levin & Contreras, 2011), amely a kettősrendszerekre megszokott *matched filtering* technikával nem kereshető hatékonyan. Egyes modellek szerint (O’Leary et al., 2009) a feketelyuk-kettősök jelentős hányada jön létre nagy ($\epsilon > 0,9$) kezdő excentricitással, ami ilyen forrásokból az Advanced LIGO számára $\sim 1 - 100 \text{ év}^{-1}$ detektálási rátát biztosít. A magas detektálási rátát figyelembe véve valószínűnek tűnik, hogy ezeket a modelleket megfigyelésekkel is vizsgálat alá vehetjük, a második generációs detektorok működési időszakában.

Elszigetelt neutroncsillagok

Az elszigetelt neutroncsillagokhoz köthetően hosszú GH-tranziensek forrásai a *pulzár glitch*-ek (lásd a 0.2. fejezetet), és az *SGR*-ek (lásd az 1.1.3. alfejezetet) lehetnek.

A pulzár glitch egy rádió vagy röntgen tartományban megfigyelt forgó neutroncsillag forgási frekvenciájának ugrásszerű megváltozását jelenti. A megfigyelt relatív frekvenciaváltozás értéke a $10^{-10} < \Delta f/f < 5 \times 10^{-6}$ tartományok közé esik, ami a forgási energiában egy $\lesssim 10^{43}$ erg nagyságú változást jelent (Krawczyk et al., 2003; Morley & Garcia-Pelayo, 1993). A felpörgést, ami kevesebb, mint két percen belül következik be, egy tipikusan hetekig tartó relaxációs időszak követi, amiben a pulzár a glitchet megelőző forgási frekvenciájára lassul vissza (McCulloch et al., 1990).

A pulzár glitchet okozó folyamat mibenléte aktív kutatás tárgya (Baym et al., 1969; Anderson & Itoh, 1975; Ruderman et al., 1998; Takatsuka & Tamagaki, 1988; Mochizuki et al., 1999), és a folyamat során gravitációs hullámok formájában felszabaduló energia nagysága is ismeretlen. Ezért az (Andersson et al., 2002) publikációt követve feltesszük, hogy ez az energia összemérhető a forgási energia csökkenésének mértékével. Ekkora energiát kibocsátva, és egy egyszerű, exponenciálisan csillapított hullámformát feltételezve egy közeli ($d = 1 \text{ kpc}$) glitch egy $\mathcal{O}(10\text{s})$ ideig tartó GH-tranziens forrása lehet, amelynek strain amplitúdója $h \sim 8 \times 10^{-24}$ a 3,8kHz frekvencián (Andersson et al., 2002). Ez a nagyságrend hatszor kisebb, mint az Advanced LIGO strain zaja, ami kizárja az észlelhetőség lehetőségét. Egy pulzár glitchből származó hosszú GH-tranziens megfigyelése azt sugallná, hogy a glitchet okozó mechanizmus gyökeresen más, mint amit a (Andersson et al., 2002) cikk javasol.

Az SGR-ok kitörései, és az anomális röntgenpulzárok (*anomalous X-ray pulsar*, vagy *AXP*), amelyeket a magnetárok térgében fellépő szeizmikus rengések okozhatnak, szintén GH-jelek forrásai lehetnek. A LIGO adatainak közelmúltban történt feldolgozásával felső korlátot szabtak az SGR-viharok (Abbott et al., 2009c) és egyedi SGR események (Abbott et al., 2008) legalacsonyabb rendű kvadrupól ringdown jeleire. Az SGR óriáskitörésekhez $10^{44} - 10^{46}$ erg elektromágneses energia kibocsátását rendelik hozzá, amelyet kváziperiodikus oszcillációk egy $\mathcal{O}(100\text{s})$ hosszán tartó szakasza követ (Kokkotas et al., 2010). Feltételezések léteznek arról, hogy az SGR-kitöréseket követő kváziperiodikus oszcillációk gravitációs hullámok forrásai lehetnek (Abbott et al., 2007c).

Az SGR-ekből és AXP-kból érkező GH-jelek modelljei (Glampedakis et al., 2006; Samu-

elsson & Andersson, 2007; Levin, 2006; Sotani et al., 2008; Owen, 2005; Horváth, 2005; de Freitas Pacheco, 1998; Ioka, 2001) még kezdetleges állapotban léteznek csak, de ha feltételezzük, hogy egy közeli SGR-kitörés 10^{46} erg elektromágneses energiájának csak 0,1%-a távozik gravitációs hullámok formájában, úgy az SGR-ok figyelemre méltó források lesznek a második generációs detektorok korszakában. A mostani megfigyelések a GH-sugárzás formájában távozó energia nagyságára az $E_{GH} \lesssim 10^{45}$ erg felső korlátot tudták szabni, ami a hullámformától függően az elektromágneses energia $\sim 10\%$ -a (Abbott et al., 2009c, 2008). Mivel $E_{GH} \propto h^2$, valószínű, hogy a második generációs detektorokkal a felső korlátot le tudjuk vinni az $E_{GH} \approx 0,1\% E_{EM}$ tartományba.

1.2.2. Az idő-frekvencia térképek előállítása

A következőkben a hosszú GH-tranziensek keresésére specializált programcsomag, a *Stochastic Transient Analysis Multi-detector Pipeline*, vagy röviden *STAMP* működését ismertetem, elsőként az idő-frekvencia térképek előállítására koncentrálva. A programcsomagot egy kb. 10 fős, a fejlesztésre specializálódott munkacsoport, az ún. STAMP csoport végezte a LIGO-VIRGO kollaboráción belül. A csoport tagjaként napi szintű munkával vettem részt a STAMP idő-frekvencia térképeket előállító programrészének matematikai letisztázásában és tesztelésében; a STAMP idő-frekvencia térképeit alkotó *tf-pixelek* eloszlásának statisztikai vizsgálatában; a STAMP térképeken használt két képfeldolgozó eljárás, a Locust és Hough algoritmusok kifejlesztésében, és alkalmazásában zaj glitch események azonosítására. A STAMP programcsomag alkalmazása GRB eseményekkel egyidejű hosszú GH-tranziensek keresésében a jelen pillanatban is zajlik, a kezdeményezésemre és a részvételemmel, valamint immár két TDK-hallgatóm, Bántó Balázs és Kelecsényi Nándor (ELTE) részvételével.

Ebben az alfejezetben elsőként a STAMP programcsomag tf-térképek előállítását végző részének megértéséhez szükséges matematikai definíciókat és konvenciókat ismertetem (1.2.2.). Ezután rátérek a térképek egy- (1.2.2) és többpixeles (1.2.2) statisztikáinak az ismertetésére. Végül a kettőnél több detektor adatainak kombinálásával kapható statisztikát adom meg az 1.2.2. alfejezetben. Terjedelmi korlátok miatt ebben a dolgozatban nem kívánom ismertetni az egyes definíciók és konvenciók részletes matematikai levezetését; azokat a (Thrane et al., 2011) publikációnk függelékében közöltük. A számolások részleteinek megismeréséhez tehát a publikáció függelékét ajánlom az olvasó figyelmébe.

Matematikai definíciók és konvenciók

A STAMP programcsomag tf-térképeinek előállításakor az volt a célunk, hogy megalkossuk az $\hat{\mathcal{Y}}_T$ statisztikát, amely az tf-térképek pixeljeinek egy hosszú GH-tranziens eseményhez rendelhető Γ halmazán a H_T GH-teljesítmény (vagy az ezzel összefüggő GH-fluencia, F_T , és GH-energia, E_T) becslésére alkalmas. Annak érdekében, hogy a GH-teljesítményt definiáljuk, megjegyzem, hogy egy pontszerű forrásból érkező GH-jel hullámfüggvénye a TT-mértékben a következőképpen írható fel:

$$h_{ab}(t, \vec{x}) = \sum_A \int_{-\infty}^{\infty} df e_{ab}^A(\hat{\Omega}) \tilde{h}_A(f) e^{2\pi i f(t + \hat{\Omega} \cdot \vec{x}/c)}. \quad (1.55)$$

Itt $\hat{\Omega}$ a forrás irányába mutató egységvektor, A a hullám egy polarizációs állapota, és $\{e_{ab}^A\}$ a gravitációs hullám polarizációs tenzora az ab Descartes-koordinátákkal felírva (lásd a

Thrane et al. 2011 publikáció A1. függelékét). Mivel az (1.55) egyenlet egy asztrofizikai forrás által kibocsátott gravitációs hullámot jellemez, a hullám-strain Fourier-transzformáltját, $\tilde{h}(f)$ -t, a folytonos határesetben értjük.

Vegyünk egy diszkrét mérést, ami f_s mintavételi frekvenciával történik a t és $t + T$ időpontok között. A mintavételi frekvencia alapján ez $N_s = f_s T$ független mérést jelent. Az erre az adatszakra vonatkozó diszkrét Fourier-transzformációt ekkor így értjük:

$$\begin{aligned}\tilde{q}_k &\equiv \frac{1}{N_s} \sum_{n=0}^{N_s-1} q_n e^{-2\pi i n k / N_s} \\ q_n &\equiv \sum_{k=0}^{N_s-1} \tilde{q}_k e^{2\pi i n k / N_s}.\end{aligned}\tag{1.56}$$

A t változó, amelyet az egyenletekben pontosvesszővel választottunk el a többi változótól, az adatszegmens kezdőidejét adja meg, szemben a mérés egyedi mintavételi időinek sorozatát jelző t szimbólummal, amit nem választunk el más változóktól pontosvesszővel (pl. $s(t)$). A diszkrét mérésekhez rendelt változók az 1.2. táblázat foglalja össze.

1.2. táblázat. A diszkrét méréseket jellemző változók listája.

| | |
|-------------------------|--|
| f_s | mintavételi frekvencia |
| $\delta t \equiv 1/f_s$ | mintavételi idő |
| t | az adatszegmens kezdőideje |
| T | az adatszegmens időhossza |
| δf | frekvenciafelbontás |
| N_s | a mintavételi pontok száma egy adatszegmensben belül |

Egy t és $t + T$ idők között, valamint a f és $f + \delta f$ frekvenciasávban f_s frekvenciával mintavételezett GH-jel egyoldali strain teljesítményspektruma:

$$H_{AA'}(t; f) = 2\langle \tilde{h}_A^*(t; f) \tilde{h}_{A'}(t; f) \rangle.\tag{1.57}$$

A gravitációs hullámot kényelmesebb egyetlen spektrummal jellemezni, amely egyaránt tartalmazza a $+$ és \times polarizációk hozzájárulásait. Ezt tehát a következőképpen definiáljuk:

$$H(t; f) \equiv \text{Tr}[H_{AA'}(t; f)],\tag{1.58}$$

amely mennyiség független lesz a választott polarizációs bázisrendszertől. Az (1.58) egyenletben szereplő meghatározás a (Abbott et al., 2007; Allen & Romano, 1999; Thrane et al., 2009) publikációkban szereplő, a polarizálatlan hullámok egyoldali teljesítményspektrumának általánosítása.

A becslésre használt $\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma(\hat{\Omega})$ mennyiség idő-frekvencia térképekre épül: pixelek egy olyan halmazára, amelyek által lefedett időtartamot az adatszegmens T időhossza, a frekvenciaterben vett szélességét pedig δf jellemzi. Az 1.2.2. alfejezetben bemutatom, hogyan adjuk meg a $\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma$ mennyiséget a tf-térképek pixeljeinek egy *klaszterére*. Ebben a sztochasztikusháttér-kereső technikák formalizmusát bővítjük ki az állandóan jelen lévő, polarizálatlan források esetéről, a polarizált és polarizálatlan transziens jeleket is figyelembe vevő esetre. Ezzel a kifejlesztett keresőtechnikát tekintve hidat képezünk az időben állandó jelekre, és a másodpercnél rövidebb transziensekre kifejlesztett keresőtechnikák között. A technikánkat először egyetlen tf-pixelt véve mutatom be.

Az egy tf-pixel esete

A (Thrane et al., 2011) A2. függelékében az egy tf-pixelre vonatkozó $H(t; f)$ gravitációshullám-teljesítmény becslésére használt \hat{Y} levezetését adjuk meg. Ebben az I és J karakterekkel jelölt két, egymástól távol elhelyezkedő GH-detektor $s_I(t)$ és $s_J(t)$ strain adatsorát keresztkorreláltatjuk egy olyan forrásra, amely az $\hat{\Omega}$ irányban helyezkedik el. Az egyszerűség kedvéért a számolások során eltekintünk az egymás után választott adatszegmensek esetleges átfedéseitől, és az előfeldolgozás során bármilyen ablakfüggvény alkalmazásától. Mindezek alapján:

$$\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) \equiv \text{Re} \left[\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) C_{IJ}(t; f) \right]. \quad (1.59)$$

Itt $C_{IJ}(t; f)$ az egyoldali keresztkorrelált spektrum, vagyis

$$C_{IJ}(t; f) \equiv 2\tilde{s}_I^*(t; f)\tilde{s}_J(t; f). \quad (1.60)$$

Az (1.59) egyenletben $\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})$ egy szűrőfüggvény, amely többek között a forrás irányától, és a hullám polarizációjától is függ. Polarizálatlan forrásokra (lásd a Thrane et al. 2011 A2. függelékét):

$$\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{1}{\epsilon_{IJ}(t; \hat{\Omega})} e^{2\pi i f \hat{\Omega} \cdot \Delta \vec{x}_{IJ}/c}, \quad (1.61)$$

ahol $\epsilon_{IJ}(t; \hat{\Omega}) \in [0, 1]$ az ún. "párhatékonyság", ami

$$\epsilon_{IJ}(t; \hat{\Omega}) \equiv \frac{1}{2} \sum_A F_I^A(t; \hat{\Omega}) F_J^A(t; \hat{\Omega}). \quad (1.62)$$

Az $F_I^A(t; \hat{\Omega})$ az I detektorra és A polarizációra vonatkozó, idő- és irányfüggő antenna faktor (lásd a 0.3. fejezetet); $\Delta \vec{x}_{IJ} \equiv \vec{x}_I - \vec{x}_J$ pedig az I és J detektorok pozícióvektorainak különbsége (lásd a Thrane et al. 2011 A1. függelékét). Az ϵ_{IJ} értéke úgy van definiálva, hogy egy H teljesítményű GH-jel keresztkorrelált teljesítményét az $\epsilon_{IJ}H$ mennyiség adja meg az IJ detektorpárra. A párhatékonyság értéke csak akkor 1, ha mindkét interferométer optimálisan orientált, vagyis a relatív karhossz-változások egyenlőek a hullám strain amplitúdójával. További részletekért (beleértve az ϵ_{IJ} megadását polarizált hullámok esetén) lásd a (Thrane et al., 2011) publikációnk A1., A2., és A5. függelékét.

Az \hat{Y} varianciáját a (Thrane et al., 2011) cikk A3. függelékében számoljuk ki, majd az A4. függelékben megmutatjuk, hogy a következőképp definiált $\hat{\sigma}_Y^2(t; f, \hat{\Omega})$ mennyiség (aminek használatát a sztochasztikusháttér-keresésekkel vett analógia motiválja) jó becslést ad \hat{Y} varianciájára:

$$\hat{\sigma}_Y^2(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{1}{2} |\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})|^2 P_I^{\text{adj}}(t; f) P_J^{\text{adj}}(t; f), \quad (1.63)$$

ahol $P_I^{\text{adj}}(t; f)$ az egyoldali autokorrelált teljesítmény-spektrum szomszédos pixelekre vett átlaga,

$$P_I^{\text{adj}}(t; f) \equiv 2 \overline{|\tilde{s}_I(t; f)|^2}. \quad (1.64)$$

A kifejezésben szereplő felülvonás a szomszédos pixelekre vett átlagolást jelenti. Az átlagoláskor figyelembe vett szomszédos pixelek számának megválasztásakor a felhasználónak

a detektorzaj stacionaritását kell figyelembe vennie; ennek részletesebb tárgyalását azonban nem tekintettük a publikációnk feladatának.

Az (1.63) és (1.59) egyenletekből definiáljuk az egy tf-pixelre vett jel-zaj arányt, $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ -t:

$$\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega}) \equiv \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) / \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega}) = \text{Re} \left[\frac{\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})}{|\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})|} \frac{C_{IJ}(t; f)}{\sqrt{\frac{1}{2} P_I^{\text{adj}} P_J^{\text{adj}}}} \right], \quad (1.65)$$

ami a $\tilde{Q}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})$ fázisától függ, de a magnitúdójától nem. Így egy tf-pixel önmagában nem tartalmaz információt a hullám polarizációs tulajdonságairól, mivel az nem befolyásolja a \tilde{Q} fázisát. Ezt a degenerációt feloldja, ha több időpontból, vagy több detektorpárból vett tf-pixelet kombinálunk össze.

Energia, fluencia, és teljesítmény

Egy asztrofizikai forrás által kibocsátott GH-tranziens egyik legérdekesebb tulajdonsága az általa hordozott összenergia, E_{GH} . Az E_{GH} mennyiséget megmérve (és ahol ez lehetséges, összehasonlítva a forrásból megfigyelt elektromágneses energiával, E_{EM} -mel) próba alá vehetjük az esemény során kibocsátott GH-energiára vonatkozó hipotéziseket, és megkötéseket szabhatunk a GH-kibocsátás modelljeire. Így tehát fontos, hogy az $\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})$ és E_{GH} , valamint $\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})$ és a GH-fluencia között kapcsolatot teremtsünk. Ha a forrás a gravitációs sugárzást izotróp módon bocsátja ki (általában ez nem így van), úgy (Shapiro & Teukolsky, 1983) alapján

$$E_{GH} = 4\pi R^2 \frac{c^3}{16\pi G} \int dt \left(\dot{h}_+^2(t) + \dot{h}_\times^2(t) \right), \quad (1.66)$$

ahol R a forrás távolsága. Ebből következik, hogy az izotróp sugárzás energiája és a GH-teljesítmény becslésére használt \hat{Y} között a következő összefüggés áll fenn:

$$\hat{E}_{GH}(t; f, \hat{\Omega}) = 4\pi R^2 \frac{\pi c^3}{4G} (T f^2) \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}). \quad (1.67)$$

Itt $\hat{E}_{GH}(t; f, \hat{\Omega})$ jelentős bizonytalanságot hordoz majd a forrás távolságát, vagy a kisugárzás izotrópiáját illetően. Érdekes tehát olyan statisztikát bevezetni, aminek bizonytalansága csak a strain-mérés bizonytalanságától függ. Erre kézenfekvő megoldás, ha a GH-fluenciára alkotunk meg egy statisztikát, $\hat{F}_{GH}(t; f, \hat{\Omega})$ -t, amit az alábbiak szerint adhatunk meg:

$$\hat{F}_{GH}(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{\hat{E}_{GH}(t; f, \hat{\Omega})}{4\pi R^2} = T f^2 \left(\frac{\pi c^3}{4G} \right) \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}). \quad (1.68)$$

A következő alfejezetben bemutatom, hogyan kombinálunk össze több tf-pixelt azért, hogy a pixelek egy választott halmazára az átlagos teljesítményt kiszámoljuk. A számolás a teljes fluenciára analóg módon kiterjeszthető, $\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})$ és $\hat{\sigma}(t; f, \hat{\Omega})$ újraszűrésével a $(\pi c^3 / 4G)(T f^2)$ faktoral. Az (1.70) és (1.72) egyenleteket a halmazban lévő pixelek számával, N -nel is skálázni kell, máskülönben a képletekből az átlagos, és nem a teljes fluenciát kapjuk meg.

A több tf-pixelre vett statisztikák

Mivel egy hosszú GH-tranziens a tf-térkép több pixeljéhez ad járulékot, szükséges, hogy az egy tf-pixelre definiált statisztikánkat N darab tf-pixel egy Γ halmazára is általánosítsuk. A H_Γ mennyiséget a Γ halmazon vett átlagos teljesítményként definiáljuk:

$$H_\Gamma \equiv \frac{1}{N} \sum_{t,f \in \Gamma} H(t; f). \quad (1.69)$$

A Γ halmazra vett GH-teljesítmény minimum varianciájú becslése kézenfekvően megalkotható az $\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})$ a Γ halmazon belüli pixelekre vett súlyozott összegéből:

$$\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma(\hat{\Omega}) = \frac{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}. \quad (1.70)$$

Itt feltételezzük, hogy a teljesítmény a Γ halmazon belül egyenlően vagy véletlenszerűen, de egyenlő valószínűséggel oszlik meg, vagyis $\langle H(t; f) \rangle = \langle H(t'; f') \rangle \equiv H_0$, és így $\langle H_\Gamma \rangle = H_0$. Így

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathcal{Y}}_\Gamma(\hat{\Omega}) \rangle &= \left\langle \frac{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}} \right\rangle \\ &= \frac{\sum_{t,f \in \Gamma} \langle \hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) \rangle \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}} \\ &= H_0 \left(\frac{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}{\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2}} \right) = \langle H_\Gamma \rangle. \end{aligned} \quad (1.71)$$

Ebben a további feltételezésünk az volt, hogy az $\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})$ értékek közt nincs korreláció a különböző pixelek közt. Ha a GH-jel a különböző pixelek között korrelál, úgy $\{\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})\}$ is korrelált lesz, és az (1.70) egyenletet elméletileg módosítanunk kellene, hogy az egyes pixelek közötti kovarianciát is tartalmazza. A valóságban azonban a kovariancia mátrixot nem ismerjük, ezért meg kell elégednünk ezzel a közelítéssel, ami a becslésként használt mennyiségre nagyobb varianciát ad, mint amit a kovariancia mátrix ismeretében kapnánk.

A szórásra vett becslést a következőképp adhatjuk meg:

$$\hat{\sigma}_\Gamma(\hat{\Omega}) = \left(\sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_Y(t; f, \hat{\Omega})^{-2} \right)^{-1/2}. \quad (1.72)$$

A pixelek Γ halmaza, amit az (1.70) egyenlet összegében használunk, a keresett jelünk modelljétől függ. Példának okáért a Γ halmazt olyan pixelek alkotják, amelyek az idő-frekvencia térképben egy egyenes, vagy egy parabolagörbe mentén helyezkednek el (pl. ilyenek lehetnek a lassan változó frekvenciájú, kvázi-monokromatikus jelek).

A jel-zaj arányt a pixelek egy Γ halmazára a következő kifejezés adja meg:

$$\text{SNR}_\Gamma(\hat{\Omega}) = \frac{\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma(\hat{\Omega})}{\hat{\sigma}_\Gamma(\hat{\Omega})}. \quad (1.73)$$

Mivel az SNR_Γ több független mérés eredményének súlyozott összege, a centrális határolaszás tétel alapján azt feltételezzük, hogy az SNR_Γ a Γ halmaz elemszámával növekvő

mértékben közelít a normális eloszláshoz. Ehhez azt is feltételezzük, hogy az egyes pixelekhez tartozó valószínűsűrsűrűség-függvény nem változik a Γ halmazon, vagyis a jel és a zaj a halmazon egyaránt stacionárius.

A több detektorra vett statisztika

Kézenfekvő a $\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma$ statisztikát egy $n \geq 2$ darab, egymástól távol elhelyezkedő GH-detektor egy \mathcal{N} hálózatára kiterjeszteni. Először előállítunk $n(n-1)/2$ darab idő-frekvencia térképet, vagyis egyet minden szóabajövő detektorpárra. Ezután kiterjesztjük a pixelekre vett összeget az (1.70) egyenletben úgy, hogy összegzés történjen valamennyi $p(I, J)$ detektorpárra is:

$$\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma^N(\hat{\Omega}) = \frac{\sum_{p(I,J)} \sum_{t,f \in \Gamma} \hat{Y}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) \hat{\sigma}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}{\sum_{p(I,J)} \sum_{t,f \in \Gamma} \hat{\sigma}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})^{-2}}. \quad (1.74)$$

Így a definícióból fakadóan teljesül, hogy:

$$\langle \hat{\mathcal{Y}}_\Gamma^N \rangle = H_\Gamma. \quad (1.75)$$

A szórás pedig ekkor:

$$\hat{\sigma}_{\mathcal{Y}}^N(\hat{\Omega}) = \left(\sum_{p(I,J)} \sum_{t,f} \hat{\sigma}_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})^{-2} \right)^{-1/2}. \quad (1.76)$$

Több detektort hozzávéve a használt hálózathoz, növeli a statisztika hatékonyságát azáltal, hogy feloldja a degeneráltságot a forráspozíciókra és a polarizációs paraméterekre, valamint az $\hat{\mathcal{Y}}_\Gamma^N$ -hez hozzájáruló pixelek számát megnövelve javítja a H_Γ -ra vett érzékenységet.

1.2.3. A háttérzajra vett eloszlások

Azért, hogy eldönthessük, hogy a keresőprogram egy kimeneti eseménye a potenciális GH-észlelés szempontjából érdemes-e a további vizsgálatra, a teszt-statisztika egy határértékét, az *észlelési határértéket* (*detection threshold*) kell meghatároznunk (lásd az 1.1.1. alfejezetet). A határértéket tipikusan egy önkényesen megválasztott *hamis riasztási gyakoriság* (*false alarm rate*, vagy *FAR*) az, ami kijelöli. Az 1.2.2. alfejezetben definiált $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ valószínűsűrsűrűség-függvénye (PDF) numerikusan modellezhető, ami lehetővé teszi a névleges észlelési határérték kiszámítását Gauss-eloszlású háttérzaj esetén. A következőkben ennek a számolásnak a részleteit ismertetem.

Az $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ egy pixelre vett PDF-je nagy mértékben függ a pixel méretétől, vagyis a tf-térkép felbontásától. Az optimális felbontás a keresett jel függvénye; a felbontás megválasztásakor a jel várható időhosszát, sávzsélességét, és a jel spektrumának változékonyságát érdemes figyelembe venni. A számolásunkban $52 \text{ s} \times 0,25 \text{ Hz}$ pixelméretű térképeket vettünk, és a határérték-számolás olyan módszerét adtuk meg, amely tetszőleges térkép-felbontásra általánosítható. A pixelek $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értékét továbbá egy olyan eljárással (*coarse-graining*) számoltuk (lásd a Thrane et al. 2011 cikk B. függelékét), amelyben több frekvenciára átlagolunk, így a pixelek értékeinek eloszlása jobban megközelíti a Gauss-eloszlást.

A zajmodellünk olyan Gauss-eloszlású strain zajt feltételez, amely különböző I és J detektorok esetén korrelálatlan, vagyis:

$$2\langle \tilde{n}_I(t; f) \tilde{n}_J(t; f) \rangle = \delta_{IJ} N_I(t; f), \quad (1.77)$$

ahol $N_I(t; f)$ az I detektor zajának egyoldali teljesítmény-spektruma, $\tilde{n}_I(t; f)$ pedig ugyanazon zaj diszkrét Fourier-spektruma. Jóllehet Gauss-eloszlású detektorzajt feltételezünk, vagyis $\tilde{n}_I(t; f)$ normális eloszlású, az $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ PDF-jét nem várjuk normális eloszlásnak. Ahogy azt a 1.11. ábra mutatja, az $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értékek hisztogramja az eloszlás csúcsánál és farokrészeinél is több $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értéket tartalmaz, mint amit egy normális eloszlás alapján várnánk.

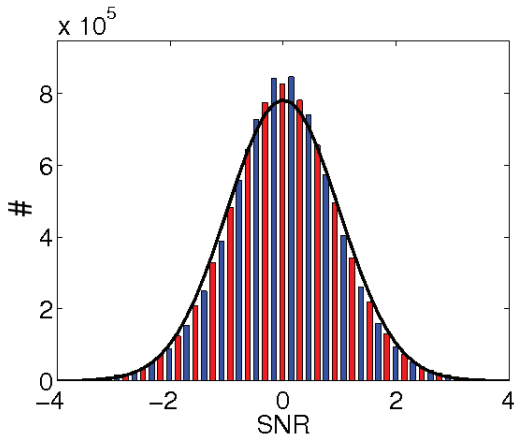
Az 1.11. ábra az $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értékek hisztogramjait mutatja valódi LIGO adatra, és egy Monte Carlo szimulációra. A valódi LIGO adat a H1 és L1 detektorok egy-egy, kb. egyharmad nap hosszú adatszakszát jelentik az S5 adatgyűjtési időszakból. A H1 és L1 adatszakszakok között elegendően nagy időkésést választottunk ahhoz, hogy az adatban esetlegesen jelenlévő (a két adatszakszakban korreláló) asztrofizikai jel az eredményeinket ne befolyásolja. Az adatfeldolgozás további részleteit a (Thrane et al., 2011) B1. és B2. függeléke tartalmazza.

A Monte Carlo hisztogrammot egy normalizációs szorzófaktorral korrigáltuk, amely figyelembe veszi az adatfeldolgozás olyan elemeit (pl. a coarse-graining eljárását), amelyeket a Monte Carlo szimuláció önmagában nem. A normalizációs faktor alkalmazása után úgy találtuk, hogy a valódi adatokra, és a Monte Carlo szimulációból kapott eloszlások egymással négy számjegy pontossáig megegyeznek. Ezek alapján arra következtetünk, hogy a Gauss-eloszlású zajt feltételező modellünk elegendően pontos ahhoz, hogy az alapján az SNR_T statisztikára észlelési határértéket válasszunk.

1.2.4. Képfeldolgozó eljárások

A tf-térképek előállítását követően a jelkeresés egy olyan képfeldolgozási problémaként értelmezhető, amelyben térkép-pixelek egy meghatározott tulajdonságokkal rendelkező Γ tartományára (egy *klaszterre*) keresünk rá a zajból származó háttéreloszlásban. A keresett Γ tartományok közös jellemzője, hogy a tartományra számolt teszt-statisztika értéke kiemelkedik az általában a háttéreloszlásból kapható teszt-statisztika értékek közül. Ha a tartományra számolt teszt-statisztika érték meghaladja az előre definiált észlelési határértéket, a keresőprogram (és azon belül a képfeldolgozó eljárást alkalmazó programrész) riasztást ad. A cél az, hogy a keresett jeltípusra a hamis riasztás és a hamis tévesztés gyakorisága egyaránt minél alacsonyabb legyen. Ez a gyakorlatban azt a megvalósítandó célt jelenti, hogy a teszt-statisztika háttérzajra, valamint jelet is tartalmazó adatra vonatkozó eloszlásai minél jobban elkülönüljenek egymástól, az észlelési határérték pedig a két eloszlás között optimális értéknél legyen megválasztva. A két eloszlás egymástól vett elkülönülésének mértéke a jel tulajdonságainak (általában amplitúdójának, összenergiájának, vagy jel-zaj arányának) is a függvénye, adott jeltulajdonságokra az elkülönülés mértéke viszont jól jellemzi a keresőeljárás hatékonyságát. Az elkülönülés mértékét ezért a választott tulajdonságra tipikusan a keresőeljárás ún. *ROC-görbével* (feloldása: *Receiver Operating Characteristic*) adjuk meg (Raffai, 2006).

A diplomamunkámban (Raffai, 2006) és a (Raffai et al., 2007) publikációnkban a kvázi-monokromatikus, hosszú GH-tranziensek keresésére kifejlesztett két képfeldolgozó eljárás, az ún. *Locust* és *Hough* algoritmusok működését ismertettem, valamint megadtam a hozzájuk tartozó ROC-görbéket a diszkrét Fourier-transzformációval kapható tf-térképek, és a hosszú GRB-k *van Putten*-féle modelljéből várható hullámformák (lásd pl. van Putten 2001) alkalmazása esetén. A Locust és Hough algoritmusokat a STAMP projekt keretében továbbfejlesztettem, és beillesztettem a STAMP programcsomagba, majd alkalmazhatóságukat a LIGO adatokban megjelenő zaj-glitchek azonosításával demonstráltam. A két eljárás célja, hogy azokat a STAMP programcsomagon belül, valódi LIGO-VIRGO adatok feldolgozá-



1.11. ábra. Az $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értékek hisztogramja egy $52 \times 0,25$ Hz pixelméretű térkép esetén, valódi S5 LIGO zajra (kék), és Monte Carlo szimulációra (piros). A valódi zaj mintákat a H1 és L1 detektorokból vettük, olyan időközös választásával a két detektor adatszakai között, ami biztosítja, hogy a szakaszok asztrofizikai jel jelenléte esetén sem korrelálnak egymással. Az adatszakszok hossza kb. egyharmad nap volt. A Monte Carlo szimulációt zérus átlagú, Gauss-eloszlású detektorstrain-zaj feltételezésével kivitelezttük. Az ábrán referenciaként egy normális eloszlás ($\mu = 0; \sigma = 1$) haranggörbáját is feltüntettünk (fekete vonal). Jóllehet a térkép $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ értékei nem normális eloszlásúak, ilyen pixelméret esetén a Gauss-eloszlású strain zajt feltételező Monte Carlo szimuláció négy számjegyig azonos $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ eloszlást eredményez, mint a valódi LIGO zajból kapott eloszlás. A Monte Carlo szimuláció tehát megfelelő eszköz az észlelési határérték megválasztásához.

sával olyan GRB-modellek tesztelésére használjuk, amelyek kvázi-monokromatikus, hosszú GH-tranziensek kibocsátását jelzik előre (lásd az 1.2.1. és 1.2.6 alfejezeteket). Ez a munka, elsősorban a célzottan keresni kívánt GRB események és tulajdonságaik azonosításával, valamint az optimális keresési paraméterek megválasztásával jelenleg is zajlik a STAMP munkacsoporton belül (egy folyamatosan frissülő munkafelületért lásd a GRBWiki 2011 weboldalt).

A kvázi-monokromatikus jelek a tf-térképeken belül (optimálisan megválasztott térkép-felbontás esetén) tipikusan egy vékony, vonalszerű, a pixelértékek lokális maximumjaiból összeálló alakzatot alkotnak a zajos térképeken belül. Ha a lokális maximumok láncolata előre meghatározható alakzatban helyezkedik el, úgy az alakzat mentén egy koherens integrálás könnyen elvégezhető. A jel ismeretlen frekvencia-evolúciója esetén a lehetséges alakzatok száma az alakzat méretével exponenciálisan nő, ezért valamennyi eset végigpróbálása helyett a keresett alakzatra nézve robusztus képfeldolgozó eljárások alkalmazása szükséges.

A Locust-algoritmus egy lokális bolyongásra épülő algoritmus, aminek célja, hogy a bemenetként használt tf-térképet lokális maximumok láncolataira bontsa szét. Az algoritmus a térkép globális maximumából kiindulva, egy előre lerögzített méretű lokális tf-tartományon belül keresi meg a tartomány lokális maximumát. Onnan továbblépve, az időtengely mentén előrefelé haladva foglalja egy klaszterbe a lokális maximumokat, a térkép valamely szélének eléréséig, vagy amíg a keresési tartomány lokális maximuma egy meghatározott határérték alatt nem marad. A leállást követően az algoritmus visszaugrik a keresés kezdőpontjára, és megismétli azt az időtengely mentén visszafelé haladva. Egy vándorlási folyamat során tehát egy lokális maximum szálát különít el a térképről, amely mentén a térkép értékeit a leállási határértékre változtatja át. A lánculatok elkülönítése addig folytatódik, ameddig a térkép valamennyi pixelje egy lánculat elemeként nem kerül eltávolásra, vagy igény szerint, ameddig a lánculatok száma el nem ér egy előre beállított számértéket. Az algoritmus a lánculatokhoz rendelve, a lánculatok mentén vett integrál értéket is eltárolja, amit az algoritmus a lánculat egy véges szélességű környezetén belül számít ki. A lánculat-menti integrált a program teszt-statisztikaként használja, azt egy észlelési határértékkel összehasonlítva. Az észlelési határértéknél nagyobb integrálú tartományokat a program potenciális GH-eseményként jeleníti meg, amelyek további vizsgálatot igényelnek.

A Locust-algoritmus robusztus a tartományok alakjára nézve, vékony és széles frekvenciasávú jeleket egyaránt megtalál, technikai hátránya viszont a nagyszámú bemeneti paraméter, amelyeket a keresett jelre, valamint a térkép méretére és felbontására mind optimalizálni kell. Ilyen paraméterek a vágási paraméter, amely alatti pixelértékeket a lokális vándorlásban figyelmen kívül hagyja; a lokális vándorlás keresési tartományának mérete a frekvencia- és időtengely mentén; és a lánculat mentén vett integrálás ablakszélessége a frekvenciatengely mentén. A lokális keresési tartomány mérete, valamint az integrálási ablak szélessége egymástól és a térkép felbontásától nem független. A tartomány méretét a frekvenciatengely mentén tipikusan a várt jel frekvencia-változásának gyorsasága, az integrálási ablak szélességét pedig a jel sávzsélessége határozza meg, az adott felbontású térkép pixelszámában megadva.

A nagyobb számú paraméter megválasztása több optimalizációs megfontolást és munkát igényel, de a keresés lefuttatásában ez csak technikai nehézséget jelent. A Locust-algoritmus elvi hátránya, hogy a lokális vándorlás miatt kevésbé robusztus a kvázi-monokromatikus jelgörbék szakadásaira nézve: ha a jelhez tartozó lokális maximumok lánculatában a lokális keresési tartomány méreténél nagyobb szakadás fordul elő (vagyis a jelhez tartozó következő pixelérték a tartományon belül a zaj szintje alatt marad), a vándorlás leáll, vagy esetlegesen rossz utat követve halad tovább. Ez a probléma különösen alacsony jel-zaj arányú GH-tranziensek esetén jelentkezik. A Locust-algoritmus érzékenységét jellemző ROC-görbéket

a STAMP programcsomaggal is keresni kívánt van Putten-típusú jelekre, valamint diszkrét Fourier-transzformációval megalkotott tf-térképekre a diplomadolgozatomban (lásd a Raffai 2006 5.4.1. alfejezetét) és a (Raffai et al., 2007) publikációmban is megadtam (lásd a cikk Figure 3. ábráját).

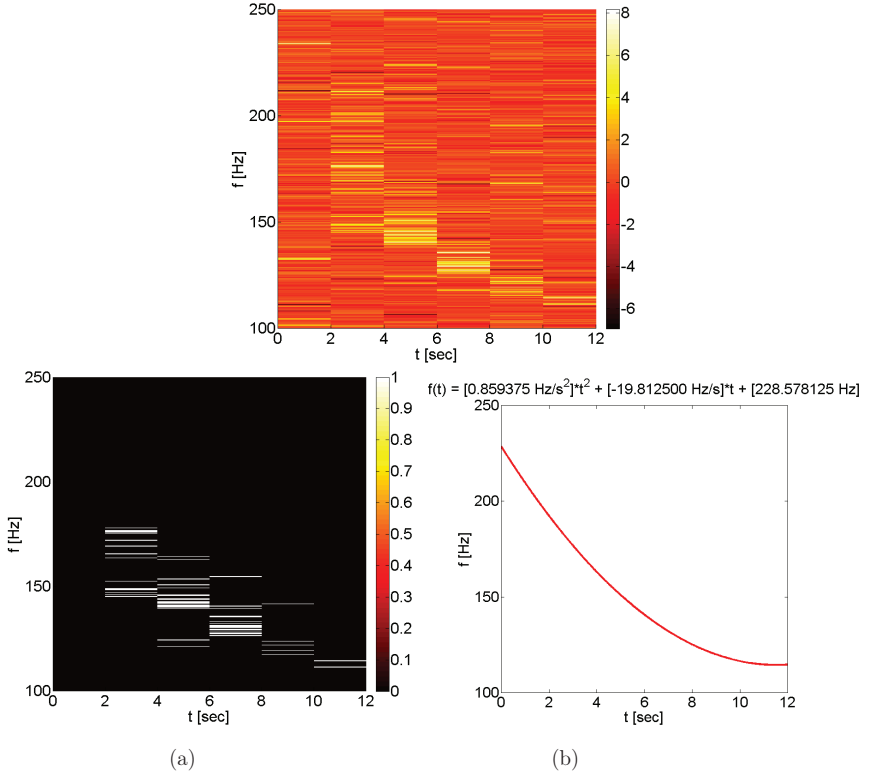
A Hough-algoritmus a Hough-transzformáció (Hough, 1959) egy általánosítását használja, amennyiben a bemenetként használt tf-térképeken nem csak lineáris struktúrákat, de tetszőleges, előre meghatározott fokszerű polinomgörbével leírható alakzatokat azonosít. Az eljárás első lépésként a tf-térkép legkiemelkedőbb értékű pixeljeit tartja meg, miközben a többi pixelt a feldolgozáskor figyelmen kívül hagyja. A pixelek egy N elemű halmazára egy $N-1$ fokú polinomgörbe tökéletesen illeszthető. Az eljárás tehát a feldolgozásra meghagyott térkép-pixelek valamennyi N elemű kombinációjára egy-egy ilyen polinomgörbét illeszt, és a görbék mentén az eredeti térkép pixelértékeit egy véges szélességű frekvenciatartományon belül összeintegrálja, teljesen azonos módon, mint ahogy azt a Locust-algoritmus teszi. A polinomgörbékre kapott integrálértékeket azután összehasonlítva az észlelési határértékkel, az eljárás a határértéket meghaladó integrálú görbékét, mint további vizsgálatot igénylő, potenciális GH-eseményeket, eltávolítja.

A Hough-algoritmus alkalmazásakor az azonosítandó polinomgörbék fokszáma tetszőlegesen beállítható. A fokszámmal azonban a keresőprogram futási ideje exponenciálisan nő, a gyakorlatban ezért a fokszámot kb. négyenél nagyobbak nem érdemes választani. Szerencsére a tesztelni kívánt GH-tranziens modellek (lásd az 1.2.1. alfejezetet) a kvázi-monokromatikus tranziens frekvencia-evolúcióját általában lassúnak, és a frekvenciatengely mentén egyirányúnak jósolják, ami másodfokú polinomgörbék használatát a keresésben tipikusan elégségesé teszi.

A Hough-algoritmus a Locustnál kevesebb optimalizálandó paraméterrel dolgozik. Az azonosítandó polinomgörbe fokszámanak lerögzítésén kívül szükséges azt a vágási határt meghatározni, amely alatti pixelértékeket az illesztési folyamat figyelmen kívül hagy. E vágási határnak csak a tolerált futási idő szab határt: a polinomillesztéshez meghagyott térkép-pixelek számát érdemes minél nagyobbak választani. Végül szükséges meghatározni a görbék mentén az integrálási ablak szélességét, ennek optimalizálása azonban a Locust-algoritmus integrálási ablakának megállapításával együtt történik. A Hough-algoritmus további előnye a Locusttal szemben a robusztusság a keresett jelgörbe szakadásaira, valamint, hogy az illesztésen keresztül a jel frekvencia-evolúciójának paramétereire is kapunk becslést. Mivel a Locust és a Hough képfeldolgozó eljárások a jelek komplementer tulajdonságaira robusztusak, a STAMP programcsomag által előállított térképek feldolgozásában érdemes mindkettőt egyszerre használni, az egy térképre kapott kimeneti eseményeket pedig a két eljárásból kapott kimeneti események uniójaként értelmezni.

Az 1.12. ábrán feltüntettem egy olyan $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ térképet, amely egy ismert $\hat{\Omega}$ irányból érkező, van Putten-típusú, numerikusan szimulált (Santamaria & Ott, 2011) GH-tranziens jelet tartalmaz, valódi H1 és L1 LIGO zajmintákba injektálva. A szimulált van Putten-forrás távolságát a detektoroktól 25Mpc-nek vettem. A térkép egy 12 sec hosszúságú időszakasz, és a 100 – 250 Hz frekvenciasávot fedi le, $4s \times 0,25\text{Hz}$ méretű pixelekkel. A térképet bemenetként használva lefuttattam a Locust- és Hough-eljárásokat, szuboptimális feldolgozási paraméter-értékeket használva. A $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ térkép pozitív és negatív pixelértékeket egyaránt tartalmaz, a H1 és L1 detektorok adataiba injektált jelről viszont azt várjuk, hogy a két adatsorban korrelálni fog, tehát a térkép SNR értékeire pozitív járulékat ad. Az egyszerűség kedvéért tehát a pixelek értékére vett vágást a zérus értéknél választottam meg a Locust-eljárás futtatása során, míg a Hough-illesztések elvégzésére - a futási idő önkényes behatárolásával - a térkép 100 legnagyobb értékű pixelét hagytam meg. A rekonstruált görbék

mentén csak a legszigorúbb, egy pixelméretű integrációs ablakot használtam (ami a jel sáv-szélességét tekintve szintén szuboptimális). Az 1.12. ábra így feltünteti a Locust és Hough algoritmusokkal kapott rekonstrukciós plotokat is. Az ábrán a Hough-eljárással rekonstruált másodfokú polinomgörbe egyenletét is megadtam, a görbe paramétereinek számszerűsítésével. A Locust által rekonstruált tartomány három olyan egyedileg rekonstruált lokális maximum láncból áll össze, amelyek a beállított észlelési kritériumot egyenként is teljesíteni tudták.



1.12. ábra. Felül: Egy H1 és L1 adatszegmensekből előállított $\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})$ térkép, amelybe egy ismert irányból érkező, numerikusan szimulált van Putten-jel injektáltunk. A szimulált forrás távolsága a detektoroktól 25Mpc. Alul: A beinjektált jel rekonstruált pixeltartománya a Locust-algoritmus szerint (a), és a jelre illeszkedő parabolagörbe a Hough-algoritmus szerint (b).

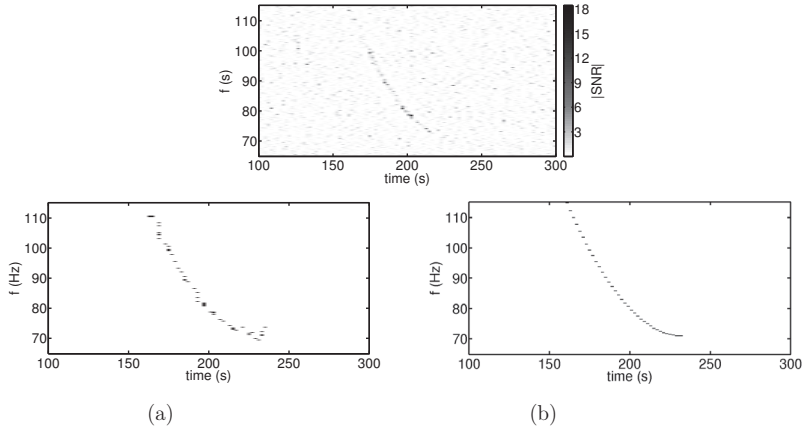
1.2.5. A STAMP alkalmazása környezeti zajok azonosítására

Ahogy arról az 1.2.2. alfejezetben már írtam, a GH-tranziensek kereséséhez több detektor interferométer-kimenetét (az ún. *gravitációshullám-csatornát*) kell a STAMP számára bemenetként megadni. A STAMP matematikai formalizmusa azonban akkor is alkalmazható, ha bemenetként ugyanazon detektor két különböző adatcsatornáját adjuk meg. Ez lehetőséget ad arra, hogy a STAMP segítségével olyan tranziens jelenségeket azonosítsunk, amelyek a detektor GH-csatornájában, és a környezeti monitorozó (*Physical Environment Monitoring* vagy *PEM*) rendszer valamelyik adatcsatornájában egyidejűleg jelentkeznek. Mivel a PEM szenzorai (mikrofonjai, szeizmométerei, magnetométerei, stb.) nem érzékenyek a beérkező gravitációs hullámokra, valamely szenzor és a GH-csatorna közötti nemzérus korreláció azt jelzi, hogy a GH-detektor közelében valami olyan zajesemény történt, ami a GH-detektor adatában is nyomot hagyott. Az ilyen zajesemények, ha a zajként való azonosításuk nem történik meg, megehezítik a GH-kitöréseket, valamint a bespirálózó kettősök és pulzárók jeleinek keresését. A GH-detektor adatában megjelenő, átmeneti, vagy tartósan jelenlévő zajhatások megnövelik a keresések hamis riasztásait, és meghamisítják a zajhátter gaussianak feltételezett statisztikáját. Fontos tehát, hogy olyan eszközök legyenek a kezünkben, amelyekkel a zajesemények akár ismeretlen forrás esetén is azonosíthatók, és kiszűrhetők. A STAMP alkalmazása ilyen területen kettős célt szolgál: lehetővé teszi a jellegükben hosszú GH-tranziensekre hasonlító zajesemények azonosítását és kiszűrését, valamint épp a GH-tranziensekkel való hasonlóságuk miatt az ilyen események jó gyakorlati tesztalanyok a STAMP GH-tranziensek azonosítására kifejlesztett módszerei számára.

A LIGO és a VIRGO több száz adatcsatornát használ a környezeti zajok monitorozásában. Ezek közé tartoznak a detektorok több pontján elhelyezett mikrofonszenzorok adatcsatornái, amelyek a környezetben előforduló akusztikus zajok szintjét követik nyomon. A mikrofonok által rögzített zajhatások egy speciális típusa a detektorok közelében közlekedő repülőgépek tranziens akusztikus zaja. A zaj nyomán keletkező mikrofonjel jól megértett, ezeket a jeleket pedig egy **planemon** nevű algoritmus figyeli a mikrofonok adatában, megjelölve a repülőgép-áthaladás miatt akusztikusan zajos időszakokat. A **planemon** hatékonyan ellátja az azonosítás feladatát a mikrofonok adatsorában (Goetz & Riles, 2010), nem vizsgálja ugyanakkor, hogy a repülőgépek zaja a GH-adatcsatornában is megjelenik-e. A repülőgép-tranziensek néhány tíz másodperces időtartamúak, és lassan változó frekvenciájú, kvázi-monokromatikus jelalakot hoznak létre a mikrofonok adatából megalkotott tf-térképeken. E jelek tehát nagyban hasonlítanak az általunk is tesztelni kívánt van Putten-féle hosszú GRB modell előrejelzett GH-jelalakjaira, vagyis a STAMP programcsomag tesztelésére ideálisak.

A STAMP alkalmazásakor egy-egy 400 s hosszú, egyidejű adatszakszt keresztkorreláltatunk, amelyek egyike egy H1 detektor mellé helyezett mikrofon adatsorából származik, míg a másik magából a H1 detektor kimeneti adatából. A vizsgált időszakon belül a **planemon** egy repülőgép közeli elhaladását jelezte, amely eseményt a szoftver a mikrofon adata alapján azonosította. A Locust és Hough képfeldolgozó eljárásokat a STAMP által a két adatszakszból előállított $\text{SNR}(t; f)$ térkép abszolútértékén alkalmaztuk. Ennek oka, hogy míg egy valódi GH-jel beérkezésekor azt várjuk, hogy a jel két különböző detektor adatsorában korrelál, addig egy PEM adatcsatornában és a GH-csatornában egyszerre megjelenő jel a két csatornában potenciálisan antikorrelálhat is (mint a repülőgépek által okozott zajtranziensek esetében ez igaz is). Az $|\text{SNR}(t; f)|$ térkép pixeleinek mérete $4\text{s} \times 0,25\text{Hz}$ volt, a keresést a $65 - 115\text{Hz}$ -es frekvenciatartományra korlátoztuk. A térképen a repülőgép jele szemmel is azonosítható (lásd az 1.13. ábrát), ami azt jelzi, hogy az elhaladó repülőgépek által keltett zajhatások valamilyen formában egyértelműen becsatolódnak a GH-adatcsatornába, és ezzel megzavarják a GH-megfigyelést. A jelgörbét mind a Locust, mind a Hough képfeldolgozó

eljárás 0,04%-nál nem nagyobb hamis riasztási valószínűséggel azonosította a 400 s hosszú időszakban (lásd az 1.13. ábrát).

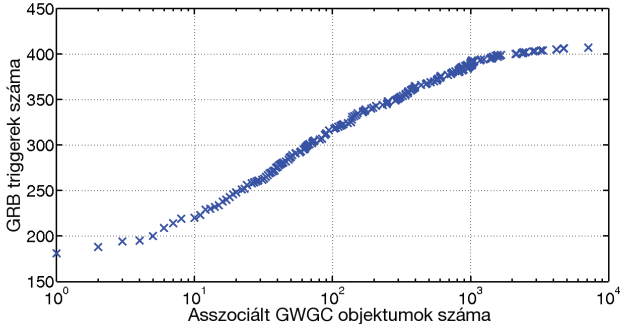


1.13. ábra. Felül: A H1 detektor, és egy közeli akusztikus mikrofon adatának feldolgozásából kapott $\text{SNR}(t; f)$ térkép. Az adatszakaszok 400 s hosszúak és egyidejűek voltak, valamint olyan időszakból származnak, amely során a **planemon** algoritmus a mikrofon adatában egy repülőgép közeli áthaladását jelezte. A kapott térképet a 65 – 115Hz frekvenciák között vizsgáltuk; a térkép pixeleinek mérete $4\text{s} \times 0,25\text{Hz}$ volt. Az ábrán a térképnek csak egy 200 s hosszúságú szakaszát tüntettem fel, a repülőgép által okozott jelre centrálva. Alul: A repülőgép-jel rekonstruált pixeltartománya a Locust-algoritmus szerint (a), és a Hough-algoritmus szerint (b).

1.2.6. Gamma-felvillanások hosszú GH-tranzienseinek keresése a STAMP programcsomaggal

Jelen pillanatban a STAMP programcsomag előkészítése folyik GRB eseményekkel egyidejű, $\mathcal{O}(1 - 100\text{s})$ hosszú GH-tranziensek keresésére. A keresés a tervek szerint célzott módon történik majd a LIGO és VIRGO detektorok adatait, valamint a LIGO S6 adatgyűjtési időszaka alatt észlelt GRB események paramétereit felhasználva. A Locust és Hough algoritmusokkal a GRB-forrásokból érkező, szűk frekvenciasávú jeleket célozzuk meg. Az S6 alatt megfigyelt, 407 darab GRB eseményből álló minta paramétereit közül a GRB-k idejét, égi pozícióját, és a pozíció-meghatározás bizonytalanságát (a hibatartomány becsült nagyságát) használjuk fel. A megfigyelt GRB-k közül csak 34 esetben áll rendelkezésre bármiféle adat a vöröseltolódásról, ami az adatbázisban több esetben csak becsült felső korlátként szerepel. A feldolgozni kívánt GRB események általunk összeállított listáját és tulajdonságait publikusan elérhetővé tettük az interneten, a keresési projekt számára készített weboldalon (GRBWiki, 2011).

Mivel a STAMP eljárás egyszerre mindig két detektor adatát dolgozza fel, a 407 GRB-ből csak kevesebb olyan feldolgozható GRB marad, amelyekre a H1, L1, és V1 (VIRGO)



1.14. ábra. Azon GRB-k száma a 407 darabból álló mintából, amelyekhez rendelt lehetséges forrásgalaxisok száma az x tengelyen feltüntetett értékeknél kisebb vagy egyenlő. A lehetséges forrásgalaxisokat a GWGC katalógusból vettük (White et al., 2011). Egy GRB-hez azokat a GWGC objektumokat rendeltük hozzá, amelyek átfedtek a GRB pozíció-meghatározásának hibatartományával. A Fermi teleszkóppal észlelt GRB-k esetén egységesen egy 4° nagyságú szisztematikus hibát vettünk figyelembe a pozíció-meghatározás pontosságára.

detektorokból legalább kettőnek van használható adata a GRB ideje körül választott keresési időablakban. A későbbiekben javasolni kívánt $[-350\text{s}, +150\text{s}]$ időablakot véve (lásd az 1.3. fejezetet) csak 182 darab feldolgozható GRB-nk marad. Ezek döntő többsége a Fermi és a Swift űrszondák észleléseiből származnak.

Azokat a galaxisokat, amelyek látszó fényességprofiljára illesztett ellipszis alakjai egy GRB pozíció-meghatározásának hibatartományával átfednek, a GRB lehetséges forrásgalaxisaként tartjuk számon. Az észlelt GRB eseményekhez ilyen módon tehát galaxisokat rendeltünk hozzá, a Gravitational-Wave Galaxy Catalog (GWGC, lásd White et al. 2011) elnevezésű katalógusból. A katalógus valamennyi ismert, 100Mpc-nél közelebbi galaxis szükséges paramétereit tartalmazza. Mivel az ismert GRB modellek alapján 100Mpc-nél távolabbi GRB forrás esetén nem várjuk GH-tranziensek észlelését, a GWGC katalógus a céljainknak megfelel.

A 407 GRB-ből álló mintánkból 264 olyat találtunk, amelyekhez lehetséges forrásgalaxis tudunk hozzárendelni. Ezeket 6 GRB kivételével mind a Fermi teleszkóp észlelte. A Fermi teleszkóp esetén a pozíció-meghatározásnak egy $\gtrsim 4^\circ$ -os szisztematikus hibája van, ami a hibaterületet esetenként olyan nagyvá teszi, ami a STAMP célzási pontosságánál is rosszabb. Ilyen esetekben a hibaterületet több célzott kereséssel kívánjuk lefedni, elsőként a hibatartományba eső, lehetséges forrásgalaxisok pozícióit megcélözva. Az 1.14. ábrán a lehetséges forrásgalaxisok adott számának függvényében feltüntettem azon GRB-k számát, amelyekhez rendelt GWGC objektumok száma ennél kisebb, vagy egyenlő.

A rendelkezésre álló GRB modellek rendkívül eltérő jelalakokat és jelerősségeket jeleznek előre. Emiatt a keresést minél inkább modell-függetlenül kívánjuk elvégezni, az elektromágneses megfigyelési eredményekre, és - ahol ilyen rendelkezésre áll - a GRB lehetséges forrásgalaxisainak tulajdonságait alapul véve. Célunk, hogy a jelalakok tekintetében robusztus keresési technikáinkat a GRB modellek tesztelésére *a posteriori* módon használjuk.

A jelek detektálása közvetlen lehetőséget ad a forrásmodellek tesztelésére. Amely GRB-re a STAMP segítségével GH-jelet nem észlelünk, ott felső korlátokat szabunk egy, az adatsorban potenciálisan jelen lévő GH-tranziens energiájára (a 1.2.2 alfejezetben ismertetett energiámérték alapján). Amennyiben léteznek a GRB-hez rendelt potenciális forrásgalaxisok, úgy a felső korlátot arra használjuk, hogy egy, az ismert távolságú forrásgalaxisban elhelyezkedő GRB-forrás GH-tranziensek formájában kibocsátott energiájára felső korlátot szabjunk, izotrópikus kibocsátást feltételezve. Ez a felső korlát már közvetlenül alkalmas arra, hogy a lehetséges forrásgalaxisok számát kizárásokkal lecsökkentsük, valamint hogy segítségével az egyes forrásmodelleket teszteljük. Mivel a felső korlátokat a kibocsátott energiára modellfüggetlenül kívánjuk megadni, az eredményeink lehetővé teszik olyan jövőbeli forrásmodellek tesztelését is, amelyek most még nem is állnak a rendelkezésünkre.

A keresés kivitelezéséhez szükséges szoftveres infrastruktúra - a feladat párhuzamosítását végző grid programok kivételével - már rendelkezésre áll. Jelenleg a LIGO kollaboráció által közzéteszen előírt review eljárás zajlik, amelynek során egy heti rendszerességgel illeszköző kutatói munkacsoport a megírt kódokat sorról sorra haladva leellenőrzi. A keresés kivitelezése csak a review eljárás befejezését követően kerülhet sor, amikor a review munkacsoport az eljárás eredményét egy kollaborációs világtalálkozón ismertetve, a keresési projekt kivitelezésére engedélyt ad. A review eljárással párhuzamosan zajlik a GRB események tulajdonságainak, és adatfájljainak összegyűjtése, valamint ennél kiterjedtebb feladatként, a keresés és a keresőalgoritmusok paramétereinek az optimalizálása. Az optimalizálás során ahol csak lehet, asztrofizikai megfontolásokat veszünk alapul, a célunkkal összehangoltan minél inkább modellfüggetlenül, csak az elektromágneses megfigyelések eredményeire koncentrálván. Egyes paraméterek megválasztása azonban pusztán technikai megfontolásokat igényel, figyelembe véve a számítási kapacitást és a számítási időkre vett toleranciát.

A optimalizálandó paraméterek közül a legfontosabbak a képfeldolgozó eljárások számára bemenetként adott térképek paraméterei: lefedett időhosszuk, a használt frekvenciasáv szélessége, valamint a térképek pixeleinek a mérete. A térképek megfelelő időhossza tekintetében korlátozottan álltak rendelkezésünkre vizsgálatok korábbi keresőprojektekből, tekintve, hogy hosszú GH-tranziensek keresését a mai napig még senki nem végezte el. Szükségünk volt tehát külön annak megállapítására, mi lehet az a leghosszabb keresési időablak, és azon belül a GRB esemény előtti és utáni szakaszok hogyan oszlanak el, amely időablakon belül a GRB esemény forrásából potenciálisan GH-tranziens jelek érkezését várhatjuk. Az optimálisan rövid időablak megválasztása nemcsak azért fontos, hogy általa a hamis riasztások számát csökkenteni tudjuk, de a térképek mérete a képfeldolgozó eljárások hatékonyságát is befolyásolja.

Az optimális keresési időablak meghatározása egy önálló projektté nőtte ki magát a STAMP munkacsoporton, és a teljes LIGO Burst munkacsoporton belül. Praktikus döntés nyomán a GH-tranziensekre vonatkozó keresési időablak megállapítását összekötöttük a vele párhuzamosan zajló, olyan GH-jelkeresések időablakának megállapításával, amelyekben a GRB-k elektromágneses jele helyett a forrásokból érkező nagyenergiájú neutrínó jeleket használnák a célzott keresés kivitelezésére. Az időablak megállapítását Bartos Imrével, a Columbia University doktorandusz hallgatójával végeztük közösen: míg Bartos Imre a neutrínó-GRB időablak megállapítására koncentrált, jómagam a GH-GRB keresési időablak megállapításának szempontjain dolgoztam. A publikáció elkészítése a LIGO kollaboráció ExtTrig munkacsoportjának részvétele és felügyelete alatt zajlott. Dolgozatom következő, 1.3. fejezetében az időablak megállapításában végzett munkámat ismertetem.

1.3. Keresési időablak gamma-felvillanások GH-jeleinek kereséséhez

A kereséshez használt optimális időablakot a (Baret et al., 2011) publikációnkban vizsgáltuk, amelyben elméleti modellek által motivált összehasonlításokat végeztünk a már rendelkezésünkre álló megfigyelési eredményekkel. A publikáció a központi témáját tekintve azt az adatanalízishoz használandó maximális időablakot állapítja meg, amelyen belül egy GRB-ből érkező nagyenergiájú neutrínó jel, valamint egy GH-jel, egyazon forrás által kibocsátva megérkezik a földi megfigyelőhöz. A cikkben végzett munkámban én a gamma-kitörés EM-jele és GH-jele közötti maximális időkülönbséget lefedő időablak (*coincidence time window*, vagy a továbbiakban *CTW*) meghatározásával foglalkoztam. Doktori dolgozatomban ezért csak a cikk ehhez a munkához köthető eredményeit közlöm.

A LIGO-VIRGO detektorok adatainak egyidejű feldolgozásában, a rövid kitörések keresésére optimalizált algoritmusokat a GRB-jel regisztrált ideje körül egy $[-120s, +60s]$ időablakban alkalmazták (Abbott et al., 2005, 2008b; The LSC, 2008b; The LVC, 2010b). Ez a választott időablak lefedte az addig megfigyelt GRB-k többségének időtartamát, számolt a GRB-jel beérkezési idejének bizonytalanságával, valamint figyelembe vett olyan elméleti modelleket (Mészáros, 2006), amelyek a GH-jel lehetséges kibocsátási idejét a GRB-jel előtt 100 másodpercben maximalizálták. A rövid gamma-kitöréseket esetlegesen megelőző chirp-jel keresésében (The LVC, 2010c) a GRB ideje körül egy $[-5s, +1s]$ időablakot használt, a cikk állítása szerint azért, hogy "tekintettel legyen a források fizikai modelljére, ugyanakkor abban némi bizonytalanságot is megengedjen".

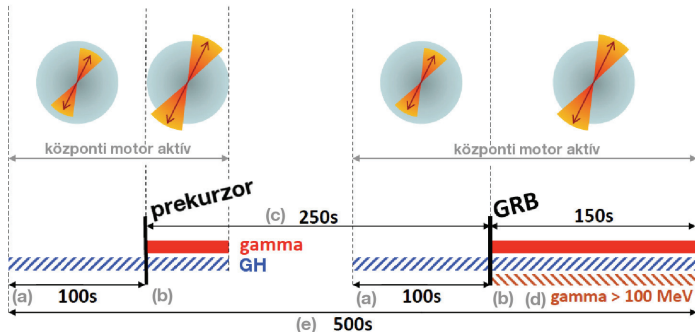
Az időablakok megválasztását egyik típusú keresésben sem előzte meg olyan elemzés, ami a források fizikai modelljeit és a már rendelkezésre álló megfigyelési eredményeket szisztematikusan magába építette volna. Az egyes időablakokhoz tehát olyan konfidencia-értékek sem voltak megállapítva, amelyek a jelek az időablakokon belüli megérkezésének valószínűségét becsülte volna meg. A (Baret et al., 2011) publikációnk ezért elsőként vállalta magára, hogy a GRB-k gravitációshullám- és neutrínó-kibocsátási mechanizmusainak egymáshoz viszonyított időbeli tulajdonságait megvizsgálja. A jelkeresés oldaláról a vizsgálat egy optimalizálási folyamat részének tekinthető, amelyben felső korlátokat szabunk a GRB-jel ideje körül végzett GH-jelkeresés időablaka (a *CTW*) számára.

A témát a következőkben alfejezetekre bontva tárgyalom. Az 1.3.1. alfejezetben összefoglalom azoknak a modellek alapján feltételezett jelkibocsátási mechanizmusoknak az időbeli lefolyását, amelyekből végeredményben az időablakot megállapítjuk. Az 1.3.2. alfejezet a mechanizmusok modelljeit részletezi, összevetve azokat az eddigi GRB-megfigyelések eredményeivel. Az 1.3.1. alfejezetben készített összefoglalás részleteit tehát az 1.3.2. alfejezet fejtí ki.

1.3.1. A gravitációshullám-kibocsátás időablaka

A *CTW* megállapításakor azokat az időbeli felső korlátokat keressük a GRB-jel ideje körül, amelyeken belül a GH-jel megérkezése egy becsült konfidenciaszint mellett a legvalószínűbb. Mivel a GH-kibocsátásra a közvetlen detektálásig nincsenek egyértelmű információink, a konfidenciaszint becslését és rögzítését csak az EM-megfigyelések időablakaira tudjuk megtenni, feltételezve, hogy az EM- és a GH-jel kibocsátásáért időben hasonló módon lezajló folyamatok a felelősek. Ez az alfejezet azokat a jelkibocsátási mechanizmusokat tárgyalja, amelyek modelljeit a következő alfejezetben részletezek.

Az analízisben a modellek előrejelzéseit az eddigi GRB-megfigyelések eredményeivel vet-



1.15. ábra. A CTW kiszámításánál használt GRB-kibocsátási folyamatok lefolyását, és az időtartamukra vett felső korlátokat összefoglaló ábra. (a) a forrás központi motorja aktívvá válik, még azelőtt, hogy a relativisztikus jet a külső csillagburokból kitorne; (b) aktív központi motor, miközben a jet már áttörte a külső csillagburokot; (c) időzésés a precursor működése, és a fő gamma-kitörés között; (d) a GeV energiájú fotonok 90%-ának kibocsátási időtartama; (e) a központi motor aktivitásának teljes időszaka. A becslésünk alapján a figyelembe vett aktivitási időszakok együttesen maximum egy 500 másodperc hosszú időablakot jelölnek ki a GRB-jel körül, amin belül a GH-jel várhatóan megérkezik. Az 500 sec hosszú időablak $[-350s, +150s]$ arányban oszlik meg a GRB-jel ideje körül. Az ábra a precursor-aktivitás és a fő gamma-kitörési időszak között egy olyan időszakot jelöl meg, amelyben nincs GH-kibocsátás. Jóllehet nem zárhatjuk ki, hogy a forrás ebben az időszakban is bocsát ki GH-jellet, a CTW-becslésünket, mint felsőkorlát-becslést ez nem érinti. Az ábra tetején a kibocsátási folyamatok vázlatos rajzát jelenítettük meg.

jük össze. Ilyen megfigyelésekként a vizsgálataink a *Burst Alert and Transient Source Experiment* (BATSE, lásd Paciesas et al. 1999), és a Swift (Swift GRB Table, 2011; Gehrels et al., 2004) űrteleszkópok, valamint a Fermi űrteleszkóp *Large Area Telescope* műszerének (Fermi LAT, lásd Atwood et al. 2009) adataira épülnek. Az adatok felhasználásával a jel-kibocsátásban releváns részfolyamatok időhosszára egyedi becslést adunk, a CTW-t pedig az egyes időszakokra adott felsőkorlát-becslések összegeként értelmezzük. A GRB-k jelkibocsátási folyamatainak, és azok időbeli lefolyását az 1.15. ábra foglalja össze. Az ábrán feltüntetett időszakokban - a különböző modellektől függően - folyamatos GH-kibocsátás éppúgy elképzelhető, mint egyszer vagy többször bekövetkező, rövid idejű GH-kibocsátás.

A CTW megállapításakor figyelembe vett fizikai mechanizmusokat, és az időtartamukhoz rendelt felső korlátokat az alábbiakban foglalom össze (a részletekért lásd az 1.3.2. alfejezetet):

- Az időablak meghatározását először a fő GRB csúcs időhosszára vett felső korlát megbecslésével kezdjük. A fő GRB csúcs időtartama (T_{90}) a megfigyelt események 95%-ában 150 másodpercnél rövidebb, vagy azzal egyenlő. Ezalatt GH-jelek kibocsátása várható, mivel a GRB belső motorja aktív kell, hogy legyen.
- A Fermi LAT megfigyelései alapján (lásd pl. Mészáros 2010; Omodei 2009) léteznek olyan GRB események is, amelyek a nagyenergiás (GeV) energiatartományban is bo-

csátanak ki gamma-fotonokat. Ezeknek az eseményeknek az időbeli lefolyása is eltér a tipikus energiákon megjelenő gamma-kitörésektől. A jelkibocsátás időskálájára adott becslésünk alapján, a nagyenergiájú fotonok $\gtrsim 90\%$ -a a GRB esemény kezdetétől számított 150 másodpercen belül kisugárzódnak.

- Gravitációs sugárzás a gammasugár-kibocsátás előtt akár már 100 másodperccel előbb is keletkezhet a forrásból, ha figyelembe vesszük, hogy idő szükséges ahhoz, hogy a relativisztikus jet a külső csillagburkon áttörjön (Horiuchi & Ando, 2008). Ezalatt a GRB belső motorja aktív kell, hogy legyen, hogy a jet áttörését a burkon biztosítsa.
- A fő gamma-csúcsot megelőzően a prekurzor-fotonkibocsátás akár $t_{95}^{prekurzor} \simeq 250s$ időtartammal előbb is megkezdődhet. Mivel a prekurzor-aktivitás ezen az időablakon belül bármikor bekövetkezhet, valamint mivel a belső motor aktivitása a prekurzor-kibocsátás előfeltétele, ebben az időkeretben gravitációs hullámok kibocsátása is elképzelhető.
- A prekurzor gamma- vagy röntgen-kibocsátás előtt akár már 100 másodperccel is a forrás belső motorja aktív lehet, ami szintén bármikor gravitációs hullámok kisugárzását okozhatja.
- Mivel a CTW-t felső korlátként állapítjuk meg, ezért annak megválasztását nem befolyásolja, hogy mi történik a prekurzor esemény és a GRB esemény közötti időben. A prekurzor és a GRB események alatt egyaránt GH-k kibocsátása várható, a CTW-nek tehát a prekurzort és a fő GRB időtartamát egyaránt magába kell foglalnia. A választásunkkal tehát automatikusan figyelembe vesszük azt a lehetőséget, amikor a prekurzor és a fő GRB esemény között is a forrás gravitációs hullámokat bocsát ki.

A fenti folyamatokat figyelembevéve, végeredményként egy 500 másodperc hosszú időablakot kapunk a CTW-re. A kapott időhossz egy felső korlátot jelent a jelkibocsátási folyamatok teljes lehetséges időtartamára. Jóllehet a figyelembe vett folyamatok a hosszú gamma-kitörések modelljeit veszik alapul, a meghatározott időablak lefedi a rövid kitörés során lezajló folyamatok időskáláját is. Az időablak megadásánál nem vettük figyelembe az időnként a GRB eseményeket követő *utósugárzást* (angolul *afterglow*), mivel az elméleti modellek alapján az utósugárzás alatt nem várunk a forrásból földi detektorokkal észlelhető GH-jelet.

Ha az 500 sec hosszú időablakot a GRB regisztrált idejéhez képest akarjuk elhelyezni, az emissziós folyamatok időtartamára vett felső korlátok alapján a GH-jel észlelési ideje (t_{GW}), és a GRB ideje (t_{GRB}) közötti különbségre az alábbi összefüggést kapjuk:

$$t_{GW} - t_{GRB} \in [-350s, +150s]. \quad (1.78)$$

1.3.2. A gamma-kitörések emissziós folyamatai

A hosszú gamma-kitörések széles körben elfogadott modellje, az ún. *kollapszár modell*, a hosszú GRB-eket egy-egy nagytömegű csillag magösszeomlási folyamatával magyarázza, ami egy relativisztikus áramlást indít meg az összeomló magból kifelé (Horiuchi & Ando, 2008). A GRB-k tűzgömb modellje alapján a gamma-felvillanásokat a relativisztikus áramlás által keltett sokkok okozzák.

A magból induló plazmaáramlás frontvonala csak akkor válik relativisztikus sebességűvé, amikor az áramlás a csillag hélium magját már elhagyta (Horiuchi & Ando, 2008). Ennek

következményeként a kitörő áramlás megfigyeléséhez szükséges idő nagyságrendileg a hélium magon való áthaladás idejével ($t_{He} \approx 10 - 100s$) egyenlő (Fryer & Mészáros, 2003). Az áramlás csak addig képes fennmaradni, amíg annak belső motorja aktív, így ennek az aktivitásnak az időtartama hosszabb kell, hogy legyen, mint t_{He} ahhoz, hogy az áramlás az összeomló csillagból kijusson. Ennek a feltételnek megfelelően lehetséges olyan csillagösszeomlás is, ahol a relativisztikus áramlás nem képes kitörni a csillagburokból (Mészáros & Waxman, 2001). Ezeknek az ún. *elfojtott* GRB-nek (*choked GRB*) a száma a sikeresen megvalósuló GRB eseményekét is meghaladhatja (Mészáros & Waxman, 2001). Az elfojtott GRB-kben gravitációs hullámok, kis- (MeV) és nagyenergiás (TeV) neutrínók egyaránt keletkezhetnek, amik akadálytalanul ki tudnak jutni a csillagburokból, elérve a földi megfigyelőt, miközben ezek az események észlelhető gamma-fotonokat nem bocsátanak ki.

A hosszú gamma-kitörések mellett a GRB-k egy másik csoportja a rövid ($\lesssim 2s$) időtartamú, kemény spektrumú GRB-k (Nakar, 2007). A rövid GRB-k egy része feltételezhetően NS-NS vagy NS-BH összeütközések eredményei (Nakar, 2007). Az ilyen ütközések hasonló belső motort eredményeznek, mint a hosszú GRB-knél tárgyaltak, és esetükben ugyanúgy megvalósul a gamma-felvillanást eredményező relativisztikus áramlás.

A következőkben azokat a fizikai folyamatokat részletezem, amelyek időtartama az 1.3.1. alfejezetben leírt CTW-t kiadja.

- gammafoton-kisugárzás

A GRB-k gravitációshullám-kibocsátásának időbeli jellemzésére a gammafoton-kibocsátás időbeli tulajdonságait vehetjük alapul. Egy GRB-vel egyidejű GH-jel keresésére választott időablakot a BATSE által észlelt GRB-k T_{90} időtartamainak 95%-os kvantiliseként definiálhatjuk. A kvantilist a 4. BATSE GRB katalógus (Paciesas et al., 1999) adataiból számoltuk ki, amely 1234 darab észlelt GRB időhossz-adatait tartalmazza (lásd az 1.16. ábrát). A GRB-k időhosszáinak jellemzésére a T_{90} időhosszat használtuk, amely a BATSE által észlelt fotonok 5%-ának és 95%-ának regisztrálási ideje különbségét jelenti. A BATSE GRB-k T_{90} időhosszáinak eloszlását, és az eloszlásból számolt, a 95%-os kvantilisek megfelelő időhosszat, t_{95}^{GRB} -öt az 1.16. ábra mutatja. Az eloszlásból számolt felső korlát a gamma-fotonok kibocsátására:

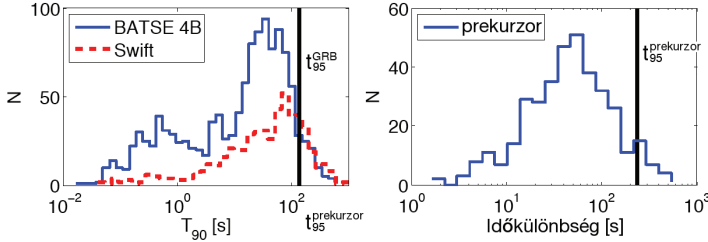
$$t_{95}^{GRB} \simeq 150 \text{ s.} \quad (1.79)$$

Összehasonlításként, az eloszlás 90%-os és 99%-os kvantiliseihez rendre a $t_{90}^{GRB} \simeq 100s$ és a $t_{99}^{GRB} \simeq 300s$ időhosszak tartoznak.

Hasonló elemzést elvégezve a Swift által észlelt 534 darab GRB-re (Swift GRB Table, 2011), azt találjuk, hogy a Swift GRB-k 87%-ára teljesül, hogy $T_{90} \lesssim 150s$. A Swift esetén az eloszlás 90%-os, 95%-os, és 99%-os kvantilisei rendre 180s, 300s, és 500s időhosszakat adnak. A Swift GRB-k T_{90} időhosszainak eloszlását szintén az 1.16. ábra mutatja.

- nagyenergiás gamma-felvillanás

Míg a GRB-k által kisugárzott gamma-fotonok energiái tipikusan a $0,1 - 1$ MeV tartományba esnek, egyes GRB-k 100 MeV felett is bocsáthatnak ki gamma-fotonokat (Mészáros, 2010; Omodei, 2009). Ilyen nagyenergiájú komponenset elsőként az *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope* (EGRET, lásd Dingus 1995; Fishman & Meegan 1995; Sommer et al. 1994) figyelt meg. Mára a Fermi LAT műszer (Atwood et al., 2009) már több, mint 20 GRB-re észlelt hasonló jelenséget (Abdo et al., 2010). A GRB-k



1.16. ábra. Balra: A T_{90} időhosszak eloszlása 1234 darab BATSE (folytonos vonal), és 534 darab Swift (szaggatott vonal) által észlelt GRB-re. Az ábra függőleges vonala a t_{95}^{GRB} helyét jelöli ki, ami a BATSE GRB-k T_{90} eloszlásának 95%-os kvantilise. Jobbra: A precursor és a fő gamma-felvillanás közötti idő eloszlása a BATSE adatai, és a (Burlon et al., 2009) definíciója alapján. A függőleges vonal itt is az eloszlás 95%-os kvantilisést, a $t_{95}^{prekursor}$ időhossz helyét mutatja.

által a GeV tartományban kibocsátott gamma-sugárzás karakterisztikája (spektrális és időbeli tulajdonságai) alapjaiban más, mint a MeV tartományú foton-kibocsátás (Mészáros, 2010; Omodei, 2009; Ghisellini et al., 2010). Ez az emisszióra más fizikai folyamatot is feltételez. A GeV-es fotonok kibocsátására többféle mechanizmus is elképzelhető, amelyek az egyes GRB típusokra is eltérőek lehetnek. A (Ghirlanda et al., 2010) a GRB090510 esemény nagyenergiájú emisszóját vizsgálva arra a következtetésre jutott, hogy az emisszió teljes mértékben megmagyarázható a külső csillaganyagrétegekben fellépő sokkok foton-kibocsátási folyamataként. Más szerzők (Pasquale et al., 2010; Corsi et al., 2010; He et al., 2011) arra mutattak rá, hogy az emisszióban belső sokkok is szerepet játszhatnak, különösen a nagyenergiás emisszió első néhány másodperce során. A (Toma et al., 2010) amellett érvel, hogy a GeV energiájú fotonok létrejöttét inverz Compton-szórással lehet megmagyarázni, amelyben a fotonoknak szabad elektronok adnak át energiát a belső sokkok során. Proton-dominált kitérősekben fellépő foto-hadronikus kölcsönhatások is felmerültek a nagyenergiájú gamma-komponens magyarázataként (Becker et al., 2010; Asano et al., 2009). A nagyenergiájú gamma-fotonok lehetséges kibocsátási mechanizmusait a (Mészáros, 2010) publikáció tekinti át.

Az észlelt LAT GRB-k alacsony száma, és az emissziós folyamat megértésének hiányosságai miatt a nagyenergiájú gamma-felvillanás időbeli tulajdonságait megvizsgálni nehéz. Úgy tűnik azonban, hogy a fénygörbék számos esetben az idővel hatványszerű lecsengést követnek: $F_{LAT} \propto t^{-\alpha}$, ahol $\alpha \simeq 1,5$ (Ghisellini et al., 2010; The Fermi, 2009; Abdo et al., 2009), míg a görbe emelkedő ága néhány esetben az $F_{LAT} \propto t^2$ feltételezéssel van összhangban. Ezt az emelkedő és lecsengő tendenciát rövid és hosszú GRB-kre egyaránt megfigyelték már (Ghisellini et al., 2010).

A GH-adatanalízis szempontjából arra vagyunk kíváncsiak, hogy a GRB regisztrálási idejétől számított T idő alatt a forrás a nagyenergiájú fotonok hány százalékát bocsátja ki. Ennek megbecslésére a (Ghirlanda et al., 2010) publikációt követve, a kibocsátott nagyenergiájú fotonok időbeli eloszlását (a fénygörbét) az alábbiak szerint modellezzük:

$$F_{LAT}(t) = \frac{A(t/t_b)^\alpha}{1 + (t/t_b)^{\alpha+\beta}} + B, \quad (1.80)$$

ahol az előbb leírtak alapján $\alpha = 2$ és $\beta = 1,5$. A fotonkibocsátás maximuma ekkor a $t_{peak} = t_b(\alpha/\beta)^{1/(\alpha+\beta)}$ időpillanatra esik. Az (1.80) egyenletben az A amplitúdó, és a B , mint a háttérszintet jellemző konstans, egyaránt figyelmen kívül hagyható a fénygörbe időbeli tulajdonságainak vizsgálatakor (az egyszerűség kedvéért $B = 0$ -át feltételeztünk).

A rendelkezésre álló megfigyelések alacsony száma miatt az elemzésünkben csak annak megállapítására szorítkoztunk, hogy a GRB a GeV energiájú fotonok hány százalékat bocsátja ki a szokványos, MeV energiájú gammafoton-kisugárzás időhosszára már megállapított 150 másodperces időtartam alatt. A (Ghisellini et al., 2010) publikációjában leírtakat követve a megfigyelt tizenkét GRB-ből nyolc olyan GRB-t használtunk fel, amelyekre a GeV energiájú fotonokat elegendően nagy jel-zaj arány mellett sikerült észlelni ahhoz, hogy a sugárzási folyamat időbeli tulajdonságait is vizsgálni lehessen. Feltételeztük, hogy ezen GRB-k fénygörbéje az (1.80) egyenletben leírt matematikai képlettel modellezhető, olyan t_{peak} mellett, mint amekkorát a (Ghisellini et al., 2010) publikáció "Figure 4." jelű ábrája maximumként mutat. A nyolc GRB-t egyenlő súllyal kezelve megállapíthatjuk, hogy a GRB ideje utáni 150 másodperces időtartamon belül (lásd az 1.15. ábrát) a GeV energiájú fotonok $\sim 90\%$ -a kisugárzásra kerül. Összehasonlításképpen, a fotonok 5% -a 7 másodpercen, míg 95% -a 650 másodpercen belül érkezik meg. Úgy tekintjük tehát, hogy a 150 sec hosszú időablak megfelelő felső korlátnak tekinthető a nagyenergiás gamma-felvillanás esetében is. Érdemes megjegyezni, hogy az így kapott időablak nem függ lényegesen a fénygörbe emelkedő ágától, a fontos tényezők a meghatározásában a fénygörbe maximumának ideje, és az azt követő lecsengő szakasz.

- gravitációshullám-kibocsátás

Míg a gammafoton- és neutrínó-kibocsátás lényegében független a relativisztikus áramlást keltő belső mechanizmustól, a GH-kibocsátás erősen a belső motor tulajdonságaihoz kötött. Átmeneti GH-kibocsátást többféle mechanizmus is eredményezhet, ezek közé tartozik a nagytömegű csillagok magösszeomlása, ami a hosszú GRB-k legáltalább egy részének keltő mechanizmusa lehet. A csillag forgó vasmagjának összeomlása, majd a belső mag újrarendeződése vélhetően azonnal egy több tíz millisekundumig tartó GH-kitörést bocsát ki (Ott, 2009). A mag összeomlását követő további folyamatok szintén rövid GH-impulzusokat eredményezhetnek, néhány másodperccel az összeomlás után. Ilyen folyamatok közé tartozik a forgás által eredményezett nem-forgásszimmetrikus anyag-instabilitások, konvekciós áramlások, az ún. *standing-accretion-shock* instabilitás (SASI), vagy a nemradiális proto-neutroncsillag pulzáció (Ott, 2009).

Az összeomlás eredményeként egy proto-neutroncsillag jön létre, ami további összeomlás után fekete lyukká alakulhat (lásd O'Connor & Ott 2010 és hivatkozásait). A forgó és összeomló mag továbbá két vagy több kompakt objektumra fragmentálódhat, amelyek összeütközése erős gravitációs sugárzás forrása (Fryer et al., 2002). A fekete lyuk létrejötte után gyengébb, de tartósabb GH-emisszió várható a környező anyag akkréciójából, amely anyag a gravitációs instabilitás miatt szintén fragmentálódik. Egy ilyen BH-fragmentum kettősrendszer a földi GH-detektorokkal is észlelhető gravitációs sugárzást bocsát ki (Davies et al., 2002; King et al., 2005; Piro & Pfahl, 2007).

Elegendően nagy akkrécióskorong-tömeg esetén a korong saját gravitációja olyan instabilitásokat okozhat, mint a spirálkar- vagy akkréciós kiüllő formálódása, amik szintén aktív GH-sugárzók (lásd van Putten & Levinson 2002; Kobayashi & Mészáros 2003 és hivatkozásai). A nem-egyenletes és nem-forgásszimmetrikus akkréció a központi fekete lyuk deformálódásához is vezethet, ami a *ringdown* fázisban (lásd a dolgozat 0.2. fejezetét) szintén gravitációs hullámok forrása (Kobayashi & Mészáros, 2003). Ezek a GH-kibocsátást eredményező folyamatok az akkréció teljes idejét lefedhetik, a kibocsátás lehetséges időtartama tehát a GRB időhosszával egyezik meg.

A rövid GRB-k egy forrásának tartott kompakt kettősrendszerek erős GH-sugárzók a földi GH-detektorok legnagyobb érzékenységéhez tartozó frekvenciasávban (The LVC, 2010c; Kobayashi & Mészáros, 2003; Guetta & Stella, 2009) (REF, 37). Ilyen források lehetnek az NS-NS és BH-NS kettősök, valamint az egy fekete lyukból és egy fehér törpéből álló kettősök (Kobayashi & Mészáros, 2003). Az ilyen forrásokból származó GH-jel várhatóan rövid, mindössze ~ 1 ms hosszú tranzienként lesz detektálható (Kobayashi & Mészáros, 2003; Scheel et al., 2009). A rövid GRB-k jelentőségét a GH-detektálás szempontjából az is növeli, hogy már eddig is számos közülük kis vörösetolódás mellett volt észlelhető (Hopman et al., 2006).

A fenti modellek alapján a GRB-kból a gamma-fotonok mellett erős GH-kibocsátást is várunk. Jóllehet a legerősebb, de rövid ideig tartó GH-jelet a GRB-k potenciális forrásoként elismert csillag-összeomlásból és kettősrendszer-összeütközésből várjuk, a GH-kibocsátás a belső motor aktivitásának teljes ideje alatt elképzelhető (lásd az 1.15. ábrát). A GRB-forrásból érkező GH-jel egy vagy több rövid kitérésből is állhat (mint amilyet a magösszeomlásból, vagy az akkréciós korong fragmentumainak ütközéseiből várunk; lásd Davies et al. 2002; King et al. 2005; Piro & Pfahl 2007), vagy hosszabb időtartamú is lehet (mint amilyet például a belső motor forgási energiájának kisugárzódása eredményez; lásd van Putten & Levinson 2002). Ha a belső motort egy akkréciós korong alkotja, a belső motor aktivitásának időtartama egybeesik a gravitációs hullámok lehetséges kibocsátási időablakával.

- GRB prekursorok

A gamma-felvillanásokat esetenként halványabb és lágyabb elektromágneses sugárzás, az ún. *prekursor* előzi meg (Lazzati, 2005). A folyamat, amely a prekursorért felelős, egyelőre ismeretlen. Prekuzort az eddig megfigyelt GRB-k 8 – 20%-ánál sikerült észlelni (Burlon et al., 2009; Lazzati, 2005; Burlon et al., 2008; Troja et al., 2011), egyes GRB-k esetében többször is. A feltételezések alapján mégis a GRB-k nagyobb hányadánál várunk prekuzort, amelyeket azonban bizonyos okokból nem tudunk megfigyelni, pl. a prekursor sugárzás kollimáltsága, alacsony jel-zaj arány, vagy a prekursor időbeli közelsége miatt a fő GRB eseményhez. A prekursor észlelhetőségét természetesen az is befolyásolja, hogy definíciószerűen egyáltalán mit tekintünk egy GRB esemény előtti prekuzornak (Lazzati, 2005).

A BATSE által észlelt prekursorok elemzése nyomán Lazzati (Lazzati, 2005) arra a következtetésre jutott, hogy a prekursorok során kibocsátott energia a fő GRB csúcsra számolt energia $\sim 1\%$ -a, a prekursorok spektruma pedig nem termális. Burlon et al. a Swift (Burlon et al., 2008) és a BATSE (Burlon et al., 2009) adatainak részletesebb elemzésével úgy találta, hogy a prekursor események során átlagosan a fő GRB csúcs energiájának 30%-a sugárzódik ki a Swift GRB-k, míg 10 – 20%-a a BATSE GRB-k esetén. Burlon et al. úgy találta, hogy a prekursorok és a fő GRB események nagyon hasonló spektrális tulajdonságokkal bírnak, ebből pedig azt a következtetést vonta le,

hogyan a prekurzorok és a fő GRB események valószínűleg ugyanazon fizikai folyamatok eredményei.

Prekurzor modellre több példát is találunk a szakirodalomban (mint például a Burlon et al. 2009). A "kétlépéses motor" modell (Wang & Mészáros, 2007) amellett érvel, hogy a prekurzorért korai, gyenge jetek felelősek, amelyeket a tényleges magösszeomlás hoz létre, és amelyek azzal így időben egybeesnek. A "progenitor prekurzor" modell (Lazzati & Begelman, 2005) a prekurzorokat a jet kitörését jelző izotróp sugárzással azonosítja. A "tűzgömb prekurzor" modell (Li, 2007) egy izotrópikus, gyorsuló szakasz utáni GRB-t feltételez, állandó nyugalmi tömeggel és kinetikus energiával. A használt modelltől függően a prekurzor vagy a fő GRB egyike, vagy mindkettő GH-kibocsátó folyamat eredménye lehet. Jóllehet az említett modellek mind a csillagösszeomlás esetére vannak kidolgozva, prekurzor eseményt már rövid GRB-kre is sikerült megfigyelni (Troja et al., 2011).

A prekurzor és a fő GRB csúcs közötti időkülönbségre vett felsőkorlát-becslésben a (Burlon et al., 2009) eredményeit használjuk fel. A Burlon et al. 2121 BATSE GRB-t elemzett, amelyek közül 264-et (az esetek 12,5%-át) előzte meg egy vagy több prekurzor esemény (ez összesen 369 egyedi prekurzor eseményt jelent). A cikk adatbázisa alapján meghatároztuk a $t_{95}^{\text{prekurzor}}$ időtartamot, amelyet a prekurzor és a fő GRB csúcs közötti időkülönbségek (a Burlon et al. definíciója szerint véve) eloszlásának 95%-os kvantiliseként definiáltunk. Az időkülönbségek eloszlását, és a $t_{95}^{\text{prekurzor}}$ időhosszat az 1.16. ábra mutatja. Az eredményül kapott $t_{95}^{\text{prekurzor}}$ időtartam így

$$t_{95}^{\text{prekurzor}} \simeq 250 \text{ s}, \quad (1.81)$$

amely eredményt az 1.15. ábrán is feltüntettünk. Összehasonlításképpen: $t_{90}^{\text{prekurzor}} \simeq 150 \text{ s}$, és $t_{99}^{\text{prekurzor}} = t_{\text{max}}^{\text{prekurzor}} \simeq 350 \text{ s}$. A prekurzor és a fő GRB esemény közötti időkülönbségre vett felső korlát becslésként $t_{95}^{\text{prekurzor}}$ -t használjuk.

Hasonló fizikai folyamatokat feltételezve, ahogy a fő GRB eseményre $\sim 100 \text{ s}$ időtartamot számoltunk a jet kitörését megelőző motor-aktivitásra, úgy a gamma/röntgen prekurzort megelőző motor-aktivitásra is ugyanekkora időtartamot feltételezünk felső korlátként (lásd az 1.15 ábrát).

Második rész: Az interferometrikus szenzorok kalibrálása és alkalmazása a gravitáció-kutatásban

Dolgozatom második részében elsősorban annak kiderítését célzom meg, hogy reális körülmények között a GH-detektálásra használt, modern interferometrikus szenzorok mennyire alkalmasak skálafüggő nem-newtoni gravitációs potenciálok kimérésére. A feladat keretében megállapítom mind azt a hossz-skálát, mind az erősségi skálát, ami határokon belül várhatóan ezek a szenzorok a nem-newtoni potenciálok paraméterterét képesek lefedni. Mivel a feladat nem vonatkoztatható el teljesen a mérés módszerétől, a mérés kivitelezésére a lehető legáltalánosabb, ám mégis reálisan megvalósítható kísérleti összeállítást javaslom: két, egymás newtoni gravitációs jelét az interferométer teszt-tömegének helye körül kioltó, egyenletesen forgó kvadrupól-tömegeloszlás, ami a detektor körüli gravitációs teret időben változtatja. Jelenleg ez a javasolt kísérlet az, ami egy GH-detektorból a várható legjobb teljesítményt kihozza a nem-newtoni potenciálok mérésében, ugyanakkor reálisan meg is valósítható. A kísérlet egy hasznos melléktermékeként annak bizonyításával is foglalkozom, hogy az irányított mozgású tömeg-kvadrupól "rotor" az interferometrikus GH-detektorok 1% alatti pontosságú kalibrációjára is alkalmas, valamint segítségével a környezeti gravitációs gradiens zajok detektorra gyakorolt hatását is vizsgálhatjuk. Az eszköz mind a most használt kalibrációs eljárásoknál, mind az eddig elvégzett gravitációs gradiens vizsgálatoknál előnyösebb működésre lenne képes.

E második rész saját eredményeit a (Matone et al., 2007) és (Raffai et al., 2011) publikációk tárgyalják, amely cikkekre leginkább a 2.3. és 2.6. fejezetek épülnek. A publikációk megjelenési sorrendjét és logikáját követve előbb a változó gravitációs teret létrehozó eszköz detektor-kalibrációra, és gravitációs gradiens zaj vizsgálatokra való alkalmazhatóságát tárgyalom, és csak ezt követően mutatok rá az eszköz alkalmazhatóságára a nem-newtoni gravitációs potenciálok mérésében.

A 2.1. fejezetben az interferometrikus GH-detektorok kalibrálásának kihívásait és módszereit mutatom be. A 2.2. fejezet az interferometrikus GH-detektorok körüli gravitációs tér változásainak hatásait vizsgálja ezekre a detektorokra. A detektor-kalibrációhoz, és a GGN vizsgálatához köthető munkám eredményeit a 2.3. fejezet tárgyalja. A 2.4. fejezetben ezután a nem-newtoni gravitációs potenciálok elméleti háttéréről adok rövid összefoglalót, majd a 2.5. fejezetben a nem-newtoni gravitációs potenciálok kimutatására eddig elvégzett kísérleteket tekintem át. Végül a 2.6. fejezetben az interferometrikus GH-detektorok alkalmazhatóságát vizsgálom meg a nem-newtoni gravitációs potenciálok mérésében, egy ilyen mérés kivitelezésére pedig konkrét kísérleti összeállítást javaslak.

2.1. Az interferometrikus gravitációshullám-detektorok kalibrálása

A modern GH-detektorok olyan interferométerek, amelyek képesek akár $\sim 10^{-19}$ m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ nagyságú kitérés amplitúdósűrűség-spektrumot okozó differenciális karhosszváltozás kimérésére. A második és harmadik generációs detektorok a tervek szerint ennél tízszer jobb érzékenységet fognak elérni, építjük pedig már vagy folyamatban, vagy az előrehaladott tervezés állapotában van (lásd a 0.3.4 alfejezetet).

A LIGO GH-detektorok olyan Michelson interferométerek, amelynek mindkét karjában - a Fabry-Perot interferometria elveit követve - a lézernyél két tükör között többszörösen visszaverődik, mielőtt a végleges interferenciakép a fotódióda felületén kialakulna (lásd a 0.3 fejezetet). A karonkénti két Fabry-Perot tükör közül az egyik (*Input Test Mass*, vagy *ITM*) a LIGO központi állomásának épületében, míg a másik (*End Test Mass*, vagy *ETM*) 4 km-rel távolabb, a végpontállomásban helyezkedik el (a 2 km-es karhosszúságú H2 detektortól a továbbiakban tekintünk el). A többszörös visszaverődés után a lézerforrás felé haladó fotonok egy részét egy újabb tükör (*Power Recycling Mirror*, vagy *PRM*) veri vissza ismét a nyalábosztó irányába.

Az interferométer tükröi ingaként vannak felfüggesztve, mozgásukat pedig egy aktív visszacsatoló rendszer (*Differential Arm Length control system*, vagy *DARM*) szabályozza, ami a teljes interferométerre a rezonanciafeltételt fenntartja (Goetz et al., 2010). A lézernyaláb irányában történő karhosszváltozásokat egy antiszimmetrikus port figyeli. A DARM az interferométer rezonanciában tartására (amely állapotba való átmenetet a detektor *lezárásának*, vagy *lock-olásnak* nevezzük) a Pound-Drever-Hall rádiófrekvenciás lezárási technika (Drever et al., 1983; Regehr et al., 1995) egy változatát használja. Ebben a DARM olyan kitérés-aktuátorokat használ, amelyekben a tükör mozgását négy, változtatható erősségű elektromágnesként funkcionáló, ún. *kontroll-tekeres* szabályozza, a tükör szélén, négy áttellenes ponton rögzített állandó mágnesekre hatva. A DARM az antiszimmetrikus port kimeneti jelét felerősíti, szűri, majd a jelet a tükrök kitérésének kompenzálására használja, a kontroll-tekerceseken keresztül.

Az interferométer differenciális karhosszváltozásának rekonstruálása a DARM irányító kör kimeneti jeléből csak úgy végezhető el, ha a kimeneti adatsort a DARM tükrökkitérést kompenzáló válaszfüggvénye alapján korrigáljuk. A teljes DARM irányító kör átviteli függvénye az interferométer karhossz változásaira viszonylag könnyen mérhető. A DARM érzékelő és aktuációs elemeinek átviteli függvényét megállapítani azonban gondos (kalibrációs) méréseket tesz szükségessé.

A kalibráció feladata, hogy az interferométer kimeneti (DARM) jele, és a tükrök közötti abszolút távolságváltozás mértéke között a nettó átviteli függvényt, és annak frekvenciafüggését megállapítsa (The LSC, 2010). Ez az átviteli függvény (angolul *length response function*) egy frekvenciafüggő komplex függvény, aminek rekonstruálása a LIGO S5 adatgyűjtési szakasz kalibrációs mérései során 10 – 15%-os bizonytalansággal történt a függvény amplitúdóértékeire nézve, míg fázisértékeire a bizonytalanság 2 – 6% volt, frekvenciatartománytól függően. A megadott bizonytalansági értékeket az egyes frekvenciatartományokon a 68%-os (egy szigma) konfidencia intervallumként adták meg, az S5 alatti teljes, 2 éves működési időre számolva.

A következőkben a LIGO interferométerek kalibrációjához használt tradicionális, és kísérleti fázisban lévő technikákat tekintem át. Az első, ún. *szabadon lengő Michelson* (*free-swinging Michelson*) kalibrációs technika elveit és módszereit a LIGO első (S1) adatgyűjtési időszaka óta használják (Adhikari et al., 2003; Gonzalez et al., 2005). Ennek keretében a ka-

librációhoz először a végpont-tükröket leválasztják, és a kalibrációt kizárólag a Fabry-Peret karok nélküli Michelson konfigurációra végzik el. A DARM aktuációs rendszerét az alacsony zajú *run* üzemmódból magasabb zajú, ám nagyobb teszt tömeg-kitéréseket is megengedő *acquire* üzemmódba kapcsolják át. A Michelson interferométert kioltásban tartva előbb az egyik, majd a másik teszt tömegre irányított módon erővel hatnak a kontroll-tekercek segítségével. A kontroll-tekercek bemenő jele és az interferométer kimeneti jelének ismeretében az egyes ITM-ek aktuációs átviteli függvénye, és a Michelson konfigurációjú interferométer teljes átviteli függvénye meghatározható. A magára hagyott teszt tömeg kitérésének meghatározásához a következő lépésben kikapcsolják az adott teszt tömeg aktuációját, hogy a tükrök a felfüggesztésen keresztül kapott zavaró hatásokra szabadon lenghessen. Az interferométer fotodetektorral regisztrált kimenő jele ekkor a sötét és világos tartományok között oszcillál, ahogy a tükrök lengése során, a lézervény negyed-hullámhossza többszörösének megfelelő utat tesz meg. Ha a tükrök egyirányú kitérése során a felfénylési maximumokat megszámloljuk, úgy a lézer hullámhosszának ismeretében becslést adhatunk a tükrök lengésének amplitúdójára. Az egyirányú kitérés visszafordulását az interferométer kimenő jelének hirtelen fázisugrása mutatja. A magára hagyott tükrök kitérésének mérésével, valamint a lezárt Michelson interferométer egyes átviteli függvényeinek összekombinálásával a teljes Michelson konfiguráció amplitúdó- és fáziskalibrációja elvégezhető.

A szabadon lengő teszt tömeg által okozott kimenő jelből a kitérés amplitúdójának meghatározására - a felfénylési maximumok számlálása (*fringe counting*) mellett - két alternatív módszert is használnak: a *it fringe fitting* módszert, amelyben a kimenő jelre egy elméleti görbét illesztve becslük meg az abszolút kitérés mértékét; valamint a *it sign toggling* módszert, amelyben a kimeneti jel felfénylési maximumai és minimumai közötti váltakozások számából végzik el ugyanazt a becslést (Matone et al., 2002). A *it fringe counting* módszer elvben 5 – 10%-os kalibrációs pontosságot tesz lehetővé, míg a másik két módszer 5% alatti pontosság elérésére is alkalmas.

A Michelson konfigurációjú interferométer kalibrálása után hasonló analízist végeznek el külön-külön csak a két Fabry-Perot karra is. A módszer feltételezi, hogy a teljes interferométerre a külső irányító erő és a kimeneti jel közötti átviteli függvény az egyes alegységek átviteli függvényeinek szorzataként felírható, bonyolultabb nemlineáris és magasabb rendű korrekciókra pedig nincs szükség. A kontroll-tekercekkel végzett kalibrálás pontatlanságát két tényező okozza: egyrészt a kontroll-tekercek és a tükrökre erősített állandó mágnesek közötti kölcsönhatás modelljének bizonytalanságai, másrészt az *acquire* aktuációs mód nagyobb elektronikus zaja, ami az interferométer normális működési módja során várt GH-amplitúdókhoz képest 3-4 nagyságrenddel nagyobb teszt tömeg-kitéréseket tesz szükségessé a kontroll-tekercekkel történő kalibrációhoz. Az interferométer ilyen módon történő kalibrációja során tehát csupán visszakövetkeztetünk az alacsony amplitúdójú működési mód átviteli függvényére, ami így szisztematikus hibákkal lesz terhelt. A kontroll-tekercekkel végezhető kalibrációval ezek miatt az 1% alatti kalibrációs pontosság elérése komoly nehézségekbe ütközik.

A tükröket gerjesztő, irányított külső erőhatás megvalósításához egy alternatív, ám még kísérleti fázisban lévő módszer is használatos. Ebben a kérdéses tükrökre oldalirányból, nemzérus beérkezési szöggel egy külső lézernyalábot irányítanak, amelyet visszaverődés után egy külön fotodetektorral fognak fel. A lézernyaláb intenzitását egy jól irányított, szinuszos modulációval változtatják, ami a lézernyaláb által a tükrökre kifejtett, fotonnyomásból származó erőt modulálja (Sigg, 1997; Bruursema, 2003; Goetz, 2004; Kalmus, 2005). A lézernyaláb beérkezési szögéből, valamint a visszavert nyaláb kimenő intenzitásából következtetni lehet a tükrökre ható erő nagyságára. A kalibráció további módja már a korábban megismertekkel

analóg. Ezzel az ún. *foton kalibrátorral* elérhető kalibrációs pontosság szintén 1% feletti, amit elsősorban a külső lézernyaláb kiszóródó fotonjai számának bizonytalansága okoz.

Egy GH-detektor kalibrációjának szükséges pontosságát az a feltétel határozza meg, ami szerint ha néhány (1-10) eseményt detektálunk ésszerű jel-zaj arány ($\text{SNR} = 10 - 100$) mellett, akkor az ilyen esetekben meghatározott asztrofizikai eredményeket ne a detektor szisztematikus bizonytalanságai korlátozzák, hanem az interferométer véletlenszerű zajhatásai (pl. a szeizmikus és termális zaj, vagy a lézer sörétzaja) (Sigg, 1997). Ennek a feltételnek a teljesítéséhez a LIGO detektorok esetében legalább 2%-os amplitúdókalibrálási-pontosság, és 10 μsec időzítési pontosság szükséges.

Egy bespirálózó kettősrendszer jelének frekvencia-evolúciójából a rendszer *chirp* tömegére, és ezáltal a rendszer a GH-kibocsátásra vett abszolút luminozitására tudunk következtetni (Schutz, 1986). A forrás távolságának meghatározásához ezért elegendő a kettősrendszer jelének amplitúdóját (vagyis a látszólagos magnitúdóját) megmérni. Mivel a detektált jel amplitúdója fordítottan arányos a forrás távolságával, az amplitúdó-meghatározás bizonytalansága közvetlenül a forrás távolságának bizonytalanságává konvertálható át. Ahhoz, hogy $\text{SNR} \lesssim 30$ jel-zaj arányig a forrás távolságának meghatározásában ne a kalibráció pontatlansága, hanem a detektor jelének statisztikai bizonytalanságai domináljanak, legfeljebb 2%-os amplitúdó-kalibrációs bizonytalanság megengedhető.

Az interferométer időzítési (fáziskalibrációs) bizonytalansága a több detektor adatsorának korrelációs analízisében, a GH-forrás égi pozíciójának meghatározásában, valamint a *matched filtering* technikára épülő jelkeresésben játszik fontos szerepet. Belátható (Sigg, 1997), hogy ahhoz, hogy két közeli detektor 150 Hz körüli frekvenciákon $\text{SNR} \gtrsim 10$ jel-zaj aránnyal tudjon GH-eseményeket korrelációs analízissel megtalálni, az időzítési kalibráció bizonytalanságát jóval 100 μsec alatt kell tartani. A LIGO H1 és L1 detektorokkal regisztrált jelek egymáshoz képesti időkééséből történő forráslokalizáció 3 arcmin pontosságú lesz, ha az időzítési kalibráció bizonytalanságát 10 μsec értéken tartjuk. Végül a *matched filtering* technikával történő jelkeresést a fáziskalibráció pontatlansága leginkább akkor nehezíti meg, ha ez a pontatlanság különböző frekvenciákon más és más, e szisztematikus pontatlanság miatt pedig a technikával keresett jelek szétesnek, a keresésben jelentős jel-zaj arány veszteséget okozva.

2.2. A dinamikus gravitációs gradiensek hatásai a gravitációshullám-detektorokra

Egy földfelszínen megépített GH-detektor egy időben folyamatosan változó sűrűségeloszlású környezetben végez adatgyűjtést. A detektor alátámasztását biztosító talajrétegekben gyakran olyan szeizmikus hullámok haladnak, amelyek a talaj anyagának sűrűségeloszlását időlegesen megváltoztatják. A detektort körülvevő légtérben helytől függő légáramlatok és akusztikus hullámok okoznak sűrűségingadozásokat. Az interferométer teszt tömegeinek közelében továbbá masszív objektumok (pl. járművek, élőlények) haladhatnak el.

A változó sűrűségeloszlás az interferométer teszt tömege körül a helyi newtoni gravitációs potenciálteret megváltoztatja, ami a tükröt mozgásba hozza. A tükrő mozgása az interferométer kimeneti adatsorában is nyomot hagy, ami a gravitációs hullámok detektálása szempontjából zajhatást jelent. Ezt, a teszt tömeg körüli gravitációs tér időbeli változásának eredményeként fellépő zajhatást nevezzük *gravitációs gradiens zajnak* (angolul: *gravity gradient noise*, vagy *GGN*; lásd a 0.3.2. alfejezetet és a 6. ábrát).

A GGN csökkentésének legnagyobb akadálya, hogy a környezeti sűrűségingadozások vál-

tozó gravitációs tere minden mechanikai gáton áthatol, ezért a teszt tömeg vele szemben semmilyen anyaggal nem leárnýékolható. A megelőző zajcsökkentés egyetlen ismert módja, ha a helyi sűrűségingadozásokat a teszt tömegtől minél távolabb tartjuk, a teszt tömeg közvetlen környezetében pedig ezeket a sűrűségingadozásokat a lehetséges minimumon tartjuk. A teszt tömeget körülvevő gáz sűrűségingadozásainak GGN hatásait csökkentendő, a detektorok működése közben a teszt tömegek ultra-alacsony nyomású vákuumközegben helyezkednek el. A mozgó masszív objektumok távol tartását a tükröktől mechnikai gátakkal (acélburok és betonfal) biztosítják. A felszínközeli, szeizmikus eredetű sűrűség hullámokat a detektorépület körül egyes helyeken árkokkal igyekeznek megtörni, a detektorépület talapzatát pedig merev anyagból készítik, hogy a szeizmikus talajhullámok okozta sűrűségingadozások mértékét a talapzatban lecsökkentsék. A harmadik generációs detektorok esetén a GGN csökkentésének további módját jelenti, hogy a detektorokat mélyen a földfelszín alatt helyezik el, ahol a műszer a GGN valamennyi földfelszíni forrásával szemben nagyobb védettséget élvez. Mindezekkel együtt is GGN a földi GH-detektorokra nézve olyan zajhatás, amivel szemben a megelőző jellegű védekezés lehetőségei korlátozottak, és mint a következőkben látni fogjuk, nem is elegendőek.

A GGN elleni védekezés másik módja, ha hatásait utólagos zajkezeléssel, a GH-detektorok adatsorainak kiértékelésekor csökkentjük. Ehhez azonban szükségünk van az adatsorban a változó gravitációs gradiensekre visszavezethető járulék azonosítására, azaz a hullámforma, a teljesítménysűrűség-spektrum, és az eseménygyakoriság minél pontosabb ismeretére. Ez elengedhetetlenül teszi, hogy

- a környezeti sűrűségingadozásokat okozó mechanizmusokat folyamatosan monitorozzuk;
- a sűrűségingadozások és a detektor közötti kölcsönhatás természetét megértsük;
- a külső zajhatás és az általa eredményezett detektorkimenet között az átviteli függvényt feltérképezzük.

A feladat mindhárom része elméleti és kísérleti munkát egyaránt igényel. Mivel a GGN a GH-detektorok fontos és kikerülhetetlen zajhatása, a földi GH-detektálás szempontjából pedig végső soron fizikai korlátozó tényező, az elmúlt három évtizedben több szerző is foglalkozott a vizsgálatával. A következőkben e munkák közül a jelentősebbeket ismertetem.

Suzuki és Hirakawa egy 1980-ban megjelent összefoglalójában (Suzuki & Hirakawa, 1980) a mozgó masszív objektumok által okozott GGN mértékét próbálta megbecsülni tömegrezonátorok esetén. A problémát jelentősen leegyszerűsítve a tömegrezonátort egy rugóval összekötött kettőstömeg-rendszerrel közelítették, és azt vizsgálták, hogy a tömegrezonátortól adott távolságra, egyenletes sebességgel elhaladó tömegpont energiájából mennyi fordítódik a tömegrezonátor mechanikai gerjesztésére, ha a tömegpont és a rezonátor közötti gravitációs csatolódást vesszük figyelembe. A szerzőpáros arra a következtetésre jutott, hogy az átdadott energia az elhaladás távolságától függően olyan mértékű lehet, ami GH-detektálást megakadályozhatja, elsősorban alacsony frekvenciákon.

Spero (Spero, 1983) már az interferometrikus GH-detektorok első generációjára készülve azt a legalacsonyabb frekvenciát becsülte meg, amelyen egy ilyen detektor még képes lehet egy feketelyuk-kettősrendszer gravitációs sugárzásának kimutatására. A korabeli forrásmodellek alapján megadta a kettősrendszerekből származó GH-jelek idő- és energiaskáláját, és összehasonlította a detektorokban várható egyes zajhatások megfelelő tulajdonságaival. Elemzésében a teszt tömegek hőmérsékleti zaját, az interferométer lézérének fotonszám-ingadozásából eredő zajhatásokat, valamint a környezet GGN hatásait vette figyelembe. A

GGN-t tekintve szemléletes példája, hogy egy, a teszt tömegtől 200 méterre ugráló mezei nyúl gravitációs gradiens zaja már összemérhető lehet a feketelyuk-kettősök jelének nagyságrendjével. Spero a lehetséges GH-detektálás legalacsonyabb frekvenciáját 0,1 Hz-ben állapította meg, következtetése pedig, hogy a zajhatások közül az alacsonyfrekvenciás korlátot a GGN jelöli ki. Megállapítása szerint a 0,1 Hz-es határfrekvenciát a föld alá telepítendő detektorok sem lesznek képesek átlépni, elsősorban az őket körülvevő levegő alacsonyfrekvenciás fluktuációi révén.

Az első átfogó publikációt GGN témában Saulson közölte 1984-ben (Saulson, 1984). Saulson egységes modellben adta meg a talaj és levegő sűrűségfluktuációinak GGN hatását egy földfelszíni interferometrikus GH-detektorra. Más szerzők szeizmikus-, és légmozgásokra vonatkozó átlagmodelljeit felhasználva a leendő detektorok pontos helyének ismerete nélkül becsülte meg a GGN várható teljesítménysűrűség-spektrumát. A szeizmikus és atmoszférikus eredetű GGN-spektrumok alakját, és azok nagyságrendjét is lényegében azonosnak találta, bár a két hatás közül a szeizmikus eredetűt ítélte jelentősebbnek. Suzuki és Hirakawa eredményeit felhasználva Saulson a mozgó masszív objektumok GGN-jére is nagyságrendi becslést adott interferometrikus detektorok esetére. Megállapítása szerint a GGN különösen fontos zajhatás a 10 Hz alatti frekvenciákon; a második és harmadik generációs GH-detektorok fejlesztésében jelentősége ezért különösen felértékelődik.

Hughes és Thorne egy 1998-as cikkében (Hughes & Thorne, 1998) Saulson számolását pontosították részletesebb modellt alkalmazva a szeizmikus eredetű GGN esetére. Figyelembe vették az ismert talajhullám-típusok sűrűségperturbáló hatásait, különbséget téve a horizontális és vertikális irányba haladó sűrűséghullámok között is. Az egyes hullám-típusokra külön átviteli függvényt adtak meg a sűrűségingadozások és az interferométer teszt tömegének kitérés-spektruma között. A cikk megjelenésekor a LIGO detektorok földrajzi elhelyezkedése már ismert volt, a szerzők ezért a helyszíneken mért szeizmikus adatok alapján azonosították a domináns talajhullám-típusokat, és egy-egy összetett átviteli függvényt adtak meg a szeizmikusan "csendes" és "zajos" időszakokra. A kétféle átviteli függvény ismeretében Saulsonhoz hasonlóan megadták a GGN várható teljesítménysűrűség-spektrumát, amelyet az AdvLIGO tervezett érzékenységgel is összevetettek. Részletesen kidolgozott modelljeik alapján Hughes és Thorne a Saulson által megadott GGN szintjét (frekvenciától függően) kb. kétszer nagyobbaknak találták. Eredményeik szerint a szeizmikusan csendes időszakokban a GGN 10 Hz felett nem haladja meg az AdvLIGO tervezett érzékenységet, 10 Hz körül azonban annál csak alig kisebb. A szeizmikusan zajos időszakokban ezzel szemben 10 Hz körül lényegesen magasabb GGN szintet állapítottak meg, mint az AdvLIGO tervezett érzékenysége. Mindezek alapján Hughes és Thorne erősen javasolja a GGN-t okozó környezeti folyamatok monitorozását, az átviteli függvény minél pontosabb feltérképezését, és ezek ismeretében a GH-detektorok adatainak korrekcióját azok kiértékelése során.

Hasonló részletességű vizsgálatokat végzett a szeizmikus eredetű GGN-ről Beccaria és 41 szerzőtársa is a VIRGO kollaborációból, 1998-ban (Beccaria et al., 1998). Ők eredményeiket az európai VIRGO detektorra vonatkoztatták, és részletesen foglalkoztak a teszt tömeg mozgásába a felfüggesztés-rendszeren keresztül becsatolódo GGN hatásokkal is. Következtetésük szerint a változó gravitációs gradiensek hatása a teszt tömeg mozgásába más detektor-elemekről becsatolódova elhanyagolható. Ez alól lényeges kivétel az az ún. *marionetta*, amely közvetlenül a teszt tömeg felett helyezkedik el, és amelyhez a tükör a felfüggesztő huzalokon keresztül közvetlenül kapcsolódik. A megállapításuk rávilágít arra, hogy az interferométer tükrét érő gravitációs gradiens hatások nem modellezhetők a felfüggesztés-rendszer figyelembevétele nélkül. A sűrűségingadozás és tesztömeg-kitérés közötti átviteli függvény modellezése ezzel rendkívül elbonyolódik, és annak inkább kísérleti feltérképezése

válík szükségessége.

Az atmoszférikus eredetű GGN részletes vizsgálatát elsőként Creighton végezte el egy 2008-ban megjelent publikációjában (Creighton, 2008). Cikkében foglalkozott az interferometrikus GH-detektorok környezetében mozgó masszív objektumok GGN hatásaival is. Vizsgálatait a második generációs detektorok előkészületeként az AdvLIGO detektorra vonatkoztatta. Munkájában Creighton különbséget tett az állandóan jelenlévő GGN háttér, és a tranziens GGN jelenségek között. Mindkét jelenségkörből több forrás nagy pontosságú modelljét adta meg, s míg az előbbieket sztochasztikus háttérének zajszintjét becsülte meg, addig utóbbi forrásokra a tranziens jelenségek várható spektrumát is kiszámolta. Creighton szerint az atmoszférikus eredetű GGN várhatóan az AdvLIGO detektor tervezett érzékenységet nem éri majd el, javaslatot tett azonban eredménye kísérleti felülvizsgálatára. Fontos következtetése azonban, hogy egyes GGN tranziensek (pl. közlekedő repülőgépek és a szél által görgetett ördögcserekek GGN jelei) akár $\text{SNR} \simeq 100$ értékű jel-zaj aránnyal is megjelenhetnek a GH-detektorok adatsorában. Ez elengedhetetlenné teszi a forrásjelenségek monitorozását (pl. alacsony frekvencián érzékeny akusztikus szenzorokkal), egyes esetekben pedig akár a jelenségekkel egyidejű adatszakaszok kizárását is a GH-adatelemzésből.

Csoportunk egy 2008 végén kezdett munkájában infrahang-szenzorok kifejlesztését és elkészítését végeztük a LIGO környezetmonitorozó-rendszere számára. A műszerfejlesztési munka során, 2009 márciusában próbaméréseket végeztünk a kalibrált szenzorainkkal a németországi GEO600 GH-detektornál. Ebben egy kommersziális mélyhangsugárzó segítségével mesterségesen keltett hanghullámok jeleit mértük a szenzorunkkal, és vele egyidőben figyeltük a GH-detektor kimeneti jelét is. A méréseink bebizonyították, hogy a detektorépületben működtetett hangforrás 0,1-1 Pa amplitúdójú jelei néhány tíz másodperces mérési idő mellett is feltűnnek a GH-detektor kimeneti adatsorában (Szokoly et al., 2009). Az eredményeink nyomán beható kísérleti vizsgálatok indultak meg a jelenség okát feltárandó, mind a GEO600 (Leong, 2010), mind a LIGO hanfordi detektoránál (Schofield, 2009). E későbbi, független mérések az eredményeinket megerősítették. A kapott eredmények magyarázatára összetett elméleti munkába kezdtünk, hogy a hanghullámok (különösen az infrahangok) hatásait az interferometrikus GH-detektorokra megvizsgáljuk, és feltárjuk a hangok becsatlódásának módját a detektorok kimenetében (Szeifert et al., 2011). Vizsgálatainkban külön kitértünk a környezeti hanghullámok által keltett sűrűségfluktuációk GGN hatásaira is. Következtetésünk, hogy a hanghullám-jelek megjelenéséért a detektor kimenetben a GGN hatás lehet a legesélyesebb felelős. Cikkünkben rámutattunk arra is, hogy alacsony frekvenciákon a detektorok beton- és acélburkolata nem jó hangszigetelők, a hanghullámok miatt kialakuló sűrűségfluktuációk így a detektorok teszt tömegeihez a korábban számoltaknál közelebb is megjelenhetnek. Ez jelentősen megnövelheti a környezeti GGN szintjét a detektorok adatsorában, és gyakoribbá teszi az adatsorokban megjelenő, kiugró tranziens GGN jeleket. A munka folytatásaként jelenleg az infrahang szenzorjaink (Szokoly et al., 2009b; Gelencsér et al., 2010) tesztelésével és beüzemelésével foglalkozunk: sikeresen telepítettünk már ilyen szenzorokat a hanfordi LIGO detektorhoz, és a dél-dakotai Homestake földalatti laboratóriumába, ahol a harmadik generációs, föld alá telepítendő detektorok leendő környezeti viszonyait vizsgáljuk akusztikus szempontból. A LIGO detektoroknál beüzemelőndő szenzorhálózatot a környezeti zajok folyamatos monitorozására szánjuk. Tranziens akusztikus zajok esetén korrelációs analízissel kívánjuk meghatározni a környezeti zajforrás helyét és mozgását, a mikrofonjaink jelét a GH-detektor kimenettel összehasonlítva pedig kísérletet teszünk az akusztikus zajok becsatlódásának átviteli függvényének feltérképezésére.

A fenti munkák mindegyikének központi témája a változó gravitációs gradiens környezeti forrásai, valamint a detektorok adatsorában megjelenő GGN hatás közötti átviteli függvény

meghatározásának igénye és fontossága. A 2.3. fejezetben egy olyan kísérleti módszert javaslok, amely számos további előny mellett alkalmas ennek az átviteli függvénynek is a feltérképezésére.

2.3. Interferometrikus gravitációshullám-detektorok kalibrálása dinamikus gravitációs gradiensekkel

A 2.1. fejezetben ismertetett kalibrációs eljárások közös jellemzője, hogy az interferométer egyik végpont-tükkrét irányított módon kilengésre bírjuk, ami az interferométer kimenő jelét dinamikusán változtatja. A kimenő jel és a külső, kalibrációs hatás összevetésével lehetővé válik az interferométer jelének amplitúdó- és fáziskalibrációja. A kalibráció pontosságát elsősorban a kalibráló eszköz pontossága, valamint az eszköz és a mozgásra birt tükör közötti kölcsönhatás modelljének pontossága határozza meg.

A GH-detektorok kalibrálására ezidáig használt módszerek (lásd a 2.1. fejezetet) közös jellemzője, hogy a kalibrációs műszer és a tükör közötti kölcsönhatás elektromágneses természetű. A kölcsönhatások modelljeinek pontossága e módszerek esetén (frekvencia-tartománytól függően) 2 – 10% pontosságú amplitúdó- és fáziskalibrációt tesznek lehetővé.

A (Matone et al., 2007) publikációkban az interferometrikus GH-detektorok kalibrálásának egy alternatív módszerét javasoltuk és dolgoztuk ki. A kalibrációs módszer lényege, hogy a műszer végpont-tükkrét az azt körülvevő gravitációs tér dinamikus változtatásával bírjuk irányított, periodikus mozgásra. A gravitációs tér periodikus változtatását egy olyan, a végpont-tükör közelébe (de annak vákuumtartályán kívülre) helyezett, szimmetrikus és forgó tömeg-rendszerrel érjük el, amelynek időben változó gravitációs terében a tömeg-rendszer kvadrupól tere lesz domináns. Az ilyen, a helyi gravitációs tér periodikus változását irányított módon megvalósító eszközt a továbbiakban *Dynamic Field Generator*-nek, vagy röviden *DFG*-nek nevezzük (Matone et al., 2007).

A DFG időben változó kvadrupól tere az interferométer végpont-tükkrét a DFG forgási frekvenciájának kétszeresével bírja periodikus mozgásra. Az interferometrikus GH-detektorok a végpont-tükrök relatív pozícióját olyan pontossággal képesek mérni, amely egy laboratóriumi körülmények között elkészíthető és alkalmazható DFG kvadrupól jelét akár néhány másodperces integrálási idő alatt is kimutathatóvá teheti (lásd a 2.3.2. alfejezetet). A DFG és a tükör közötti gravitációs kölcsönhatás jól modellezhető, a modell és a DFG paramétereinek beállítási pontossága a detektorok 1% alatti pontosságú amplitúdó- és fáziskalibrációját teszi lehetővé. Ha a DFG forgási frekvenciáját az egyes kalibrációs mérések között változtatjuk, a DFG segítségével egy interferométer széles frekvencia-tartományban kalibrálható. A javasolt kalibrációs eljárás előnyét jelenti továbbá az elektromágneses módszerekhez képest, hogy az a DFG és a tükör közötti dinamikus gravitációs kölcsönhatásra épít, amely természetében sokkal közelebb áll a GH-detektorok által kimutatni kívánt hatáshoz (t.i. a gravitációs hullámokhoz).

A DFG alkalmazásának további előnye, hogy segítségével mérhetővé és modellezhetővé válik a környezeti gravitációs gradiensek hatása a detektorok műszeres építőelemeire. Ez különösen fontos, hiszen a detektorok pontos irány- és távolság-érzékenysége e helyi zajhatásra ezidáig feltérképezetlen, a hatás leírására kizárólag egyszerűsített elméleti modellek állnak rendelkezésünkre (lásd a 2.2. fejezetet).

E fejezetben a DFG alkalmazási lehetőségeit tekintem át interferometrikus GH-detektorok kalibrálásában, valamint a gravitációs gradiensek e detektorokra gyakorolt hatásának vizsgálatában. A 2.3.1. alfejezetben néhány példára mutatok rá a szakirodalomból a dinamikus

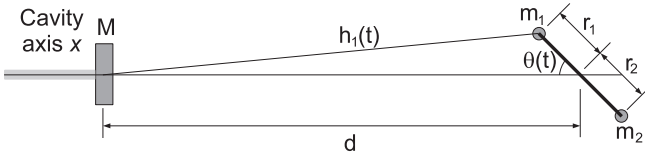
gravitációs gradiensek korábbi alkalmazásaira kísérleti műszerek kalibrálásában. A 2.3.2. alfejezetben ezután a DFG alkalmazhatóságát bemutató elméleti modellt ismertetem. A 2.3.3. alfejezetben a DFG egy lehetséges megvalósítási tervére tesztek javaslatot. A 2.3.4. alfejezet a DFG alkalmazását tárgyalja a gravitációs gradiensek, az interferometrikus GH-detektorokra gyakorolt hatásának feltérképezésében. A DFG alkalmazhatóságát e detektorok kalibrálásában a 2.3.5. alfejezet tekinti át. A DFG működtetése közben fellépő lehetséges csatolóddási hatásokat, valamint a kísérlet biztonsági megfontolásait a 2.3.6. alfejezetben ismertetem. Végül a 2.3.7. alfejezetben kitekintést nyújtok a DFG és a dinamikus gravitációs gradiensek alkalmazásának jövőjét illetően.

2.3.1. Példák dinamikus gravitációs gradiensek alkalmazására műszerek kalibrációjában

Ebben az alfejezetben áttekintünk két jelentősebb munkát a szakirodalomból, amelyekben dinamikus gravitációs gradienseket használtak műszerek kalibrációjára.

Forward és Miller 1967-ben megjelent munkájában (Forward & Miller, 1967) egy szimmetrikusan elhelyezett, forgó négyestömeg-rendszer dinamikus gravitációs terével végezték el egy gravitációs gradiens szenzor kalibrálását. A szenzor kifejlesztésének célja az volt, hogy azt egy Hold körüli pályán keringő műholdban elhelyezve dinamikai úton feltérképezhetővé tegyék a Hold gravitációs terét, és ezáltal annak tömegeloszlását. A szenzor mechanikai része két-két bronzhengerből állt, amelyeket egy 12 cm átmérőjű, kereszt alakú alumínium keret rögzített egymáshoz. A hengerek a mérés közben a keret szimmetriatengelye körül keringtek, miközben a változó gravitációs gradiens a keret karjainak hosszát változtatta meg egymáshoz képest. A relatív hosszváltozást differenciális piezo-elektromos érzékelők mérték. A dinamikus gravitációs gradiens létrehozására a szerzők egy 14 cm átmérőjű, 3,5 cm vastag alumínium-korongot használtak, amelynek négy, szimmetrikusan elhelyezett, hengeres furatába wolfram, bronz, vagy alumínium tölteteket helyeztek, esetenként pedig azokat üresen hagyták. A mérés így többféle hatásos töltőtömeggel is elvégezhető volt. A korong 44 Hz-en forgott a tengelye körül, terének kvadrupól-járulékán keresztül a szenzort 88 Hz-en (a szenzor rezonancia frekvenciáján) gerjesztve. A nem-gravitációs jellegű csatolóddások elkerülése érdekében Forward és Miller a korongot légfúvós motorral hajtották, saját vákuumkamrában működtették, a korong és a szenzor közé pedig vas árnyékolólemezeket helyeztek, és rúgós alátámasztásokat alkalmaztak. Ezzel az akusztikus, mágneses, és szeizmikus csatolóddásokat (amelyek mind elsősorban a korong forgási frekvenciáján, 44 Hz-en jelentettek zajt) minimálisra csökkentették. Mérési eredményeik alapján a korong és a szenzor közötti csatolóddás jól modellezhetőnek bizonyult gravitációs kölcsönhatás feltételezésével, a korong és szenzor között 4,8-12 cm távolságokat, és 0-1000 g hatásos töltőtömegeket használva. A szenzor kalibráció során alkalmas volt $\sim 3 \times 10^{-11} g$ nagyságú indukált gyorsulás kimérésére is.

Egy másik korai munkában, amelyet Sinsky és Weber publikáltak (Sinsky & Weber, 1967; Sinsky, 1968), egy 1660 Hz-en akusztikusan rezegtetett rúd dinamikus gravitációs gradiensét térképezték fel a távolság és azimutszög függvényében, a rúdhoz közel, egy tömegrezonátor detektorral. A tömegrezonátor egy 154 cm hosszú és 60 cm átmérőjű alumíniumhenger volt, amelynek rezgéseit egy piezo-elektromos érzékelő rögzítette folyamatosan. A változó gravitációs teret egy, a tömegrezonátorral közel azonos hosszúságú, 20 cm átmérőjű alumínium rúd szolgáltatta, amelyet a felszínére erősített piezo-elektromos kristályokkal bírtak rezgésre. A detektor és a generátor külön vákuumtartályban helyezkedtek el, a szerzők gondoskodtak védelemről az akusztikus és elektromágneses csatolóddások ellen is. A kísérlet újdonságát az adta, hogy Sinsky és Weber elsőként vizsgálta a gravitációs kölcsönhatást a kilohertzes dina-



2.17. ábra. Egy két tömegből álló, és egy interferométer egyik végpont-tükré közelébe helyezett DFG sematikus vázlata. Az m_1 és m_2 tömegek egy közös tengely körül keringenek f_0 frekvenciával, a tengelytől rendre r_1 és r_2 távolságokra. A keringési centrum az interferométer M tömegű tükrének tömegközéppontjától d távolságra helyezkedik el, az interferométer lézernyalábjával egyvonalban. A DFG forgástengelye a lézernyaláb egyenesére merőleges. A DFG tömegeinek távolságai a tükrőtől rendre h_1 és h_2 . A kettőtömeg-rendszer pillanatnyi pozíciószege $\theta(t) = 2\pi f_0 t$. A kísérletben a tükröknek csak a lézernyaláb irányába eső kitérését vizsgáljuk.

mikai tartományon, szemben pl. a korábbi statikus és árapály-frekvenciás kísérletekkel. A rúd változó gravitációs terének jelét a detektorral regisztrálni tudták, a regisztrált jel pedig az elméleti leírással egyezőnek mutatkozott.

2.3.2. A DFG és a végpont-tükrök kölcsönhatásának dinamikai modellje

Ebben az alfejezetben egy DFG és egy interferométer tükré közötti dinamikus gravitációs kölcsönhatás modelljét adom meg. A modell tárgyalásakor geometriai egyszerűsítésekkel élék, amelyek azonban az elfogadott mértéknél jobban nem korlátozzák a DFG alkalmazhatóságát a kijelölt kísérleti célokra. A gyakorlati megvalósíthatóság korlátait a 2.3.5 és a 2.3.6. alfejezetekben tárgyalom részletesen.

A következőkben tekintjük a DFG egy olyan, egyszerűsített modelljét, amelyben a DFG két, egy közös tengely körül forgatott tömegpontból áll. Az interferométer tükrét tekintjük szintén pontszerűnek, amely a felfüggesztésével együtt egy ideális, csillapított ingaként képzelendő el, amelyre a DFG által keltett dinamikus gravitációs tér külső hajtóerőt gyakorol. A DFG és a tükrök geometriai vázlatát a 2.17. ábra mutatja.

A DFG m_1 és m_2 tömegei rendre r_1 és r_2 távolságokra keringenek a DFG forgástengelye körül, $f_0 = \omega_0/(2\pi)$ frekvenciával (az r_1 és r_2 távolságokra a következőkben többször mint a DFG *karjainak hosszára* utalok). A DFG forgáscentruma az interferométer tükrére érkező lézernyalábjával egyvonalba esik, a DFG forgástengelye pedig erre az egyenesre merőleges. A tükrök tömege M , tömegközéppontja pedig d távolságra helyezkedik el a DFG forgáscentrumától, ahol figyelembe vesszük, hogy $d > r_1, 2$.

Feltételezve, hogy a tükrök és a DFG i -edik tömege között a távolság h_i , a DFG által a tükrök tömegközéppontjánál létrehozott newtoni gravitációs potenciál, V^N , az alábbiak szerint írható:

$$V^N = \sum_{i=1}^2 V_i^N = -GM \sum_{i=1}^2 \frac{m_i}{h_i}. \quad (2.82)$$

Bevezetve az $R_1 = r_1/d$, és az $R_2 = -r_2/d$ egyszerűsítő jelöléseket, valamint figyelembe véve, hogy a DFG-tömegek távolsága a tükrőtől időben változik, h_i -t így írhatjuk:

$$h_i(t) = d \sqrt{1 + R_i^2 - 2R_i \cos \theta(t)} \quad (2.83)$$

ahol $\theta(t) = 2\pi f_0 t$ a kettőstömeg-rendszer pillanatnyi pozíciósöge (lásd a 2.17. ábrát). A tükrör a lézernyaláb egyenesébe eső, a változó newtoni gravitációs tér által indukált gyorsulásának abszolút értékét (a^N) a következőképpen fejezhetjük ki:

$$a^N = \frac{1}{M} \left| \frac{\partial V^N}{\partial d} \right| = \frac{G}{d^2} \sum_{i=1}^2 m_i B_i(R_i, \theta). \quad (2.84)$$

A (2.84) egyenletben szereplő $B_i(R_i, \theta)$ egy geometriai faktor az alábbiak szerint:

$$B_i(R_i, \theta) = \frac{1 - R_i \cos \theta}{(1 + R_i^2 - 2R_i \cos \theta)^{3/2}}. \quad (2.85)$$

Amennyiben a DFG karjainak r_i hosszai a d távolságnál sokkal kisebbek (azaz $R_i \ll 1$), a tükrör a^N gyorsulása a DFG tömegeloszlásának n -edik multipól momentumai (\mathcal{M}_n) szerint sorbafejthető:

$$a^N = \frac{G}{d^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{d^n} \cdot \mathcal{M}_n \cdot P_n(\cos \theta) \quad (2.86)$$

ahol

$$\mathcal{M}_n = m_1 r_1^n + (-1)^n m_2 r_2^n \quad (2.87)$$

és $P_n(\cos \theta)$ az n -edfokú Legendre-polinom.

Az f_0 frekvenciával egyenletesen forgó DFG az interferométer tükrét f_0 egész számú többszöröseinek megfelelő frekvenciákon gyorsítja. Az indukált gyorsulás (a^N) spektruma emiatt diszkrét, vonalas szerkezetű: f_0 többszöröseinél csúcsokat látunk. A (2.86) egyenletben megadott sorfejtés páratlan n -ű tagjai az f_0 páratlan számú többszöröseinél, míg a páros n -ű tagok az f_0 páros számú többszöröseinél adnak járulékot a tükrör gyorsulásához.

Ha a DFG szimmetrikus, azaz $m_1 = m_2$ és $r_1 = r_2$, úgy az (2.87) kifejezés alapján a DFG páratlan n -ű multipól momentumai zérus értékűek lesznek. Ekkor a tükrör DFG által okozott gyorsulásának spektrumában csak a DFG-frekvencia páros számú többszöröseinél jelennek meg csúcsok. Az első csúcs az a^N spektrumában a $2f_0$ frekvencián jelenik meg, és a csúcsához a DFG kvadrupólmomentuma fogja adni a domináns járulékot.

A DFG által hajtott tükrör a felfüggesztésével együtt egy csillapított ingaként modellezhető, amelynek rezonancia frekvenciája ω_p , a csillapítás jósági tényezője pedig Q . A Laplace-térben számolva, és az inga átviteli függvényét figyelembe véve, a tükrör indukált kitérése egy ω frekvencián (x^N) az indukált gyorsulás (a^N) ismeretében az alábbiak szerint adható meg:

$$x^N(s) = \frac{a^N(s)}{s^2 + (\omega_p/Q)s + \omega_p^2} \quad (2.88)$$

ahol $s = i\omega$.

Ha figyelembe vesszük, hogy az interferometrikus GH-detektorokban a végpont-tükrök (teszt tömegek) felfüggesztéseinek rezonancia frekvenciái tipikusan 1 Hz körüliek vagy alacsonyabbak (Hazel et al., 1996), a DFG-t ilyen értékeknel sokkal nagyobb frekvenciákon működtetve a tükrör a külső gerjesztésre közelítőleg szabad mozgással reagál. Ekkor a (2.86) egyenletben megadott sorfejtést idő szerint kétszer integrálva, és a kapott eredményből az

időfüggetlen tagokat elhagyva, x^N sorfejtésének első néhány domináns tagja a következőképpen adható meg:

$$x^N(t) \simeq \frac{G}{(d \omega_0)^2} \times \left[2 \cdot \frac{\mathcal{M}_1}{d} \cdot \cos \omega_0 t + \frac{9}{16} \cdot \frac{\mathcal{M}_2}{d^2} \cdot \cos 2\omega_0 t + \frac{5}{18} \cdot \frac{\mathcal{M}_3}{d^3} \cdot \cos 3\omega_0 t + \dots \right] \quad (2.89)$$

Szimmetrikus DFG esetén a (2.89) egyenlet dipól és oktopól tagja eltűnik, és az \mathcal{M}_2 -vel arányos kvadrupól tag válik dominánssá.

Az eddigi eredményeket figyelembevéve vizsgáljuk meg egy laboratóriumi körülmények között megvalósítható DFG jelének detektálhatóságát a LIGO detektorral! Tekintsünk egy $f_0 = 51$ Hz frekvenciával forgó DFG-t, amelynek tömegei $m_1 = m_2 = 1,5$ kg nagyságúak, karjai pedig $r_1 = r_2 = 0,25$ m hosszúak (ez $\mathcal{M}_2 = 0,1875$ kg m² nagyságú kvadrupólmomentumot jelent). A DFG d távolságát a detektor teszt tömegének tömegközéppontjától úgy választjuk meg, hogy a DFG a teszt tömeghez minél közelebb legyen, de még mindig a teszt tömeget körülvevő vákuumkamrán kívül helyezkedjen el. A LIGO teszt tömegét körülvevő vákuumkamra méreteit figyelembe véve $d = 2,5$ m távolság reálisan elérhető. Ezek alapján a tükör RMS kitérése (x_{rms}) a DFG frekvenciájának kétszeresénél:

$$x_{\text{rms}} \simeq 1,24 \times 10^{-18} \text{ m} \times \left(\frac{\mathcal{M}_2}{0,1875 \text{ kg m}^2} \right) \left(\frac{51 \text{ Hz}}{f_0} \right)^2 \left(\frac{2,5 \text{ m}}{d} \right)^4 \quad (2.90)$$

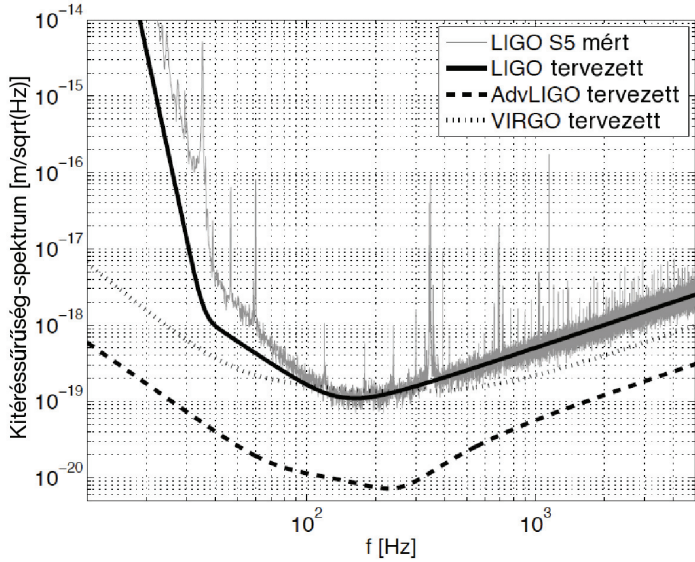
A 2.18. ábra a LIGO, az AdvLIGO, és a VIRGO tervezett kitérési érzékenységét mutatja, valamint feltünteti a LIGO névleges kitérési érzékenység-görbéjét az S5 adatgyűjtési szakasz elején (The LSC, 2006). A LIGO detektor kitérési érzékenysége 102 Hz frekvenciánál $\sim 2 \times 10^{-19}$ m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (lásd a szürke görbét a 2.18. ábrán).

A jel-zaj arányt (SNR) a RMS (*root-mean-square*) kitérés és a vizsgált frekvencia kitéréssűrűségspektrum-értéke hányadosaként definiáljuk adott T integrálási időre véve (lásd az 1.1.2 alfejezetet). Az előzőekben leírt DFG-vel a LIGO egyik teszt tömegét stimulálva 102 Hz frekvencián (ami 51 Hz DFG-frekvenciának felel meg), az S5 adatgyűjtési időszak alatt mindössze 1 másodperces mérési időt alkalmazva SNR = 6 jel-zaj arányt kapunk. Ez a DFG-jel detektálhatóságának kritériumiát kielégíti. A jel-zaj arány értékét tetszőleges \tilde{n} detektor-zajszint és T integrálási idő esetén a következő skálázási képlet adja meg:

$$\text{SNR} = 6 \times \left(\frac{2 \times 10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}}{\tilde{n}} \right) \times \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{1/2} \left(\frac{x_{\text{rms}}}{1,24 \times 10^{-18} \text{ m}} \right) \quad (2.91)$$

ahol az x_{rms} mennyiség a (2.90) kifejezésből számolható.

A 2.19. ábrasorozat a $T = 30$ perc integrálási idő mellett elérhető SNR értékeket adja meg, a DFG-frekvencia kétszeresének függvényében. Az ábrasorozat legfelső ábrája alapján



2.18. ábra. A LIGO tervezett (fekete, folytonos vonal) és névleges kitérési érzékenysége az S5 adatgyűjtési szakasz elején (szürke vonal). Az ábrán pontozott vonallal a VIRGO, míg fekete, szaggatott vonallal az Advanced LIGO tervezett kitérési érzékenységét jelöltem.

a példánkban szereplő DFG-t valamely LIGO detektor teszt tömegétől 10 méteres távolságra rakva, annak jele fél órás integrálási idő alatt detektálhatóvá válik a kb. 10-500 Hz közötti DFG-frekvenciák tartományán. A VIRGO detektor esetén (lásd a 2.19. ábrasorozat középső ábráját) a DFG-jel kimutathatóságához 10 Hz alatti DFG-frekvencia is elegendő, a VIRGO detektor alacsonyfrekvenciás érzékenységeinek köszönhetően. Az ábrasorozat alsó ábrája az $\text{SNR}-f$ görbét adja meg az AdvLIGO alkalmazása esetén.

2.3.3. A DFG egy lehetséges megvalósítási vázlata

A 2.20. ábrán a DFG egy lehetséges megvalósítási vázlatát mutatom be, a fejezetben már korábban szerepelt DFG-paraméterek figyelembe vételével. A javasolt DFG testét egy 60 cm átmérőjű és 10 cm vastagságú titánkorong (*Aircraft Grade [6Al/6V/2Sn] Titanium*) alkotja. A korong anyagába két, henger alakú furatot készítünk egymástól 50 cm távolságra. A furatokba, szoros illesztéssel, különböző anyagból készített hengerek helyezhetők. A furatokba kerülő hengerek anyagának megválasztásakor arra törekszünk, hogy a hengerek és a korong anyagának sűrűségkülönbsége minél nagyobb legyen, figyelembe véve a működéshez szükséges anyagszilárdsági kritériumokat és a felhasználható költségkeretet. Ezek alapján a furatok kitöltésére 3,6 cm átmérőjű volfrámhengereket javasolunk, ami a volfrám-titán sűrűségkülönbség alapján épp a korábbi példákban szereplő 1,5 kg hatásos tömegnek felel meg.

A DFG-elemek működés közben elszenvedett deformációit előzetesen végeelem-szimulációkkal kívánjuk modellezni és vizsgálni, indítványozzuk továbbá ezek kimérését is még a DFG használatba vétele előtt. Mindezek részletes tárgyalása azonban túlmutat a DFG-k alkalmazhatóságának tárgykörén, ezért ezt meg kívántuk hagyni esetleges későbbi publikációk témájának.

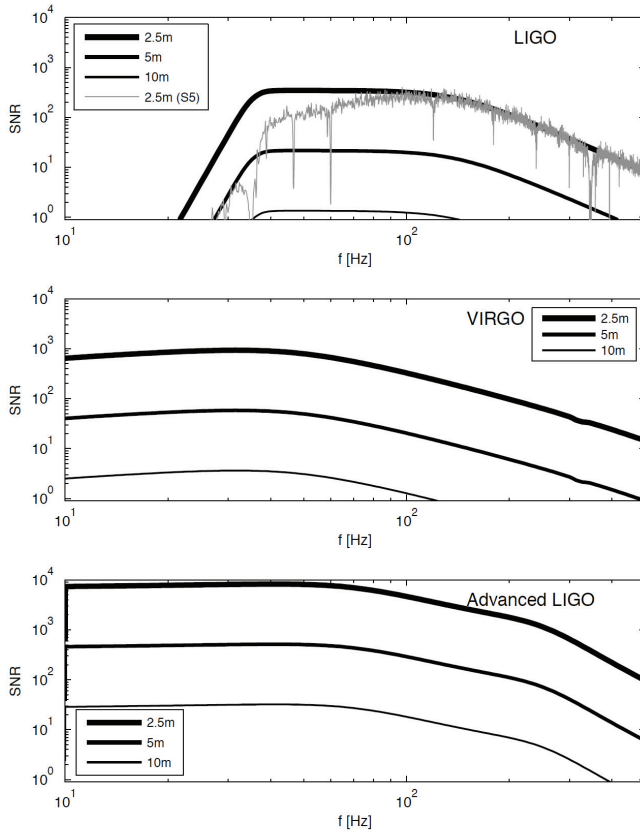
2.3.4. Gravitációs gradiens zaj vizsgálatok DFG-vel

Ahogy azt a 2.3.2. alfejezetben láttuk, a példánkban szereplő DFG hatása egy interferometrikus detektorra akár már néhány másodperces integrálási idő alatt is megfigyelhető. A DFG és az interferométer végpont-tükre közötti kölcsönhatás természetéből adódóan így egy DFG alkalmas eszköz lehet arra, hogy a végpont-tükör körüli gravitációs tér változásai, és a detektor kimeneti adatsora közötti átviteli függvényt feltérképezzük.

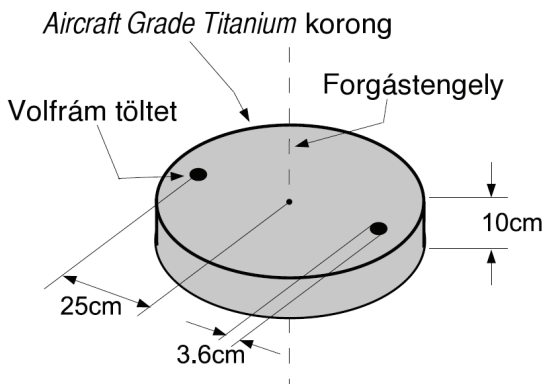
A 2.2. fejezetben rámutattam, hogy a GGN a GH-detektorok kimeneti adatsorában kikerülhetetlenül megjelenő zajhatás, elsősorban a DFG jeléhez hasonló tranziens gradiens-változások esetén. Ilyen zajhatás esetén a zajkezelés egyetlen módja, ha a folyamatosan monitorozott környezeti hatások GGN-jelét az átviteli függvény ismeretében a detektor kimeneti adatsorában korrigáljuk.

Az interferometrikus detektorok teszt tömegeinek felfüggesztése egy bonyolult, sok szabadsági fokú rendszer. A GGN átviteli függvényének megállapításában ez a felfüggesztés-rendszer nem elhanyagolható (lásd a 2.2. fejezetet). Ez a tény az átviteli függvény elméleti modellezését nagyban korlátozza, és elengedhetetlenné teszi az átviteli függvény kísérleti feltérképezését.

Az átviteli függvény feltérképezése elsősorban az interferometrikus műszer irány- és távolságérzékenységének megállapítását jelenti, a külső környezeti sűrűségingadozásokra. A feltérképezés másik feladata, hogy az átviteli függvény frekvenciafüggését megállapítsa. A két kihívás olyan külső gerjesztő eszközt tesz szükségessé, ami könnyen mozgatható, a gravitációs térének változása könnyen modellezhető, és könnyen befolyásolható.



2.19. ábra. Egy $\mathcal{M}_2 = 0,1875 \text{ kg m}^2$ kvadrupólmomentumú DFG-vel $T = 30$ perc integrálási idő mellett elérhető jel-zaj arány a DFG-frekvencia kétszeresének függvényében, a LIGO (felső ábra), a VIRGO (középső ábra), és az Advanced LIGO (alsó ábra) detektorokra. Fekete vonalakkal az egyes detektorok tervezett kitérés érzékenységgel számolható jel-zaj arányokat adtam meg, különböző d DFG-távolságokra a detektorok teszt tömegének tömegközéppontjától. A felső ábra szürke vonala a LIGO mért, névleges S5 kitérés érzékenységre vett jel-arányokat adja meg.



2.20. ábra. A DFG egy lehetséges megvalósítási vázlata. A DFG testét egy 60 cm átmérőjű és 10 cm vastag titánkorong (Aircraft Grade [6Al/6V/2Sn] Titanium) alkotja. A korong két hengeres furatban egy-egy volfrámhengert tartalmaz, szoros illeszkedéssel, a forgástengelytől 25-25 cm távolságra. A volfrámhengerek átmérője 3,6 cm, ami a volfrám-titán sűrűségkülönbség alapján 1,5 kg hatásos tömegnek felel meg.

Egy, a példánkban szereplő DFG az átviteli függvény feltérképezéséhez valamennyi nevezett elvárásnak megfelel. Változó gravitációs tere egy környezeti GGN-forráshoz hasonlóan a teszt tömeget és a felfüggesztés elemeit is mozgásra bírja. Célunk, hogy a DFG-t több távolságra és az interferométer lézernyalábjához képest különféle irányokban elhelyezve az általa okozott detektor-kimeneti jelet rögzítsük, segítségével pedig a tükrökre gyakorolt elsőrendű hatásokat, csakúgy, mint a felfüggesztésen keresztül megjelenő másodlagos és nemlineáris hatásokat, azonosítsuk. A DFG működési frekvenciájának változtatásával az átviteli függvény frekvenciafüggése is vizsgálható.

2.3.5. Egy interferometrikus gravitációshullám-detektor kalibrálása DFG-vel

A 2.3.4. alfejezetben tárgyalt mód a GGN átviteli függvényének feltérképezésére, az elvét tekintve megegyezik azzal a móddal, hogyan egy interferometrikus GH-detektor kalibrációját is végezni kívánjuk. A GGN átviteli függvény megállapítása azonban nem igényel akkora pontosságot, mint az interferométer kalibrációja. Azért tehát, hogy a kalibráláshoz használt külső gerjesztő hatást kívánt $\lesssim 1\%$ pontossággal megadhassuk, a DFG-t a 2.3.2. alfejezetben tárgyalt módon, a teszt tömeg szimmetriatengelyében helyezzük el. A kvázi-szimmetrikus elhelyezés másik célja, hogy a változó gravitációs gradiens a tükröt minél inkább csak a lézernyaláb irányában bírja mozgásra, más irányú lengési módusai lehetőleg ne gerjesztődjenek. A kalibráláskor a DFG sztenderd szinuszjelét a detektor kimeneti adatsorából rekonstruáljuk, a gerjesztő erő ismeretében, valamint a DFG forgási fázisának monitorozásával, az amplitúdó- és fázismegfeleltetés elvégezhető.

A kalibrálás módszerének tisztázása után a célom az, hogy belássam: a DFG kalibráci-

éhoz használt külső jele a megkövetelt pontossággal előállítható. Ezirányú vizsgálataimban nagyobb szerepet kap az amplitúdó-kalibráció bizonytalanságának becslése, amely a fáziskalibrációhoz képest több összetevő függvénye. A következő bekezdésekben ezért elsőként az amplitúdó-kalibrációt korlátozó tényezőket tárgyalom, majd utolsóként a fáziskalibrációval elérhető pontosságot is vizsgálat alá veszem.

Az általunk javasolt amplitúdó-kalibrációs módszer pontosságának elvi korlátját a G gravitációs állandó ismeretének pontossága jelöli ki. A kalibráció bizonytalanságát meghatározó további tényezők a DFG fizikai paramétereinek meghatározási pontossága (ha a paraméterek beállítási pontossága ugyanis ennél rosszabb, az a meghatározás pontosságáig az adatkiértékeléskor korrigálható). A gravitációs állandó és a DFG-paraméterek bizonytalanságait a kalibrációs pontosság becslésében a (2.89) és (2.90) egyenletek alapján vesszük figyelembe. A gravitációs állandó mérésének relatív bizonytalansága ($\delta G/G$), a DFG hatásos tömegjeinek ($\delta m/m$), karhosszúságainak ($\delta r/r$), forgási frekvenciájának ($\delta f_0/f_0$), valamint a DFG és a tükör tömegközéppontja távolságának ($\delta d/d$) relatív bizonytalanságai közelítőleg négyzetesen adódnak össze. Így a tükör elmozdulásának relatív bizonytalansága ($\delta x/x$) a következőképpen írható:

$$\left(\frac{\delta x}{x}\right)^2 \simeq \left(\frac{\delta G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 + 4\left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 + 4\left(\frac{\delta f_0}{f_0}\right)^2 + 16\left(\frac{\delta d}{d}\right)^2 \quad (2.92)$$

A DFG által indukált tükör-elmozdulás relatív bizonytalansága egyben az amplitúdó-kalibráció pontosságát is jelenti. Célunk tehát, hogy az elmozdulás relatív bizonytalanságát 1% alatt tartsuk. Ebben a gravitációs állandó meghatározási pontossága olyan korlát, amire e munka keretében nincs ráhatásunk. A G állandó elfogadott értéke a publikációnk 2007-es megjelenésekor $((6,6742 \pm 0.00010) \times 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2})$ volt. Ez a gravitációs állandó meghatározásában $\simeq 0,015\%$ relatív bizonytalanságot jelent. 2011-re a G mérési pontosságát sikerült egy nagyságrenddel $\simeq 0,0018\%$ -ra javítani (Mohr et al., 2011), a továbbiakban mégis a publikációnkban szereplő adatokat venném alapul.

A DFG elkészítések arra törekszünk, hogy a paraméterhibák hozzájárulásait a kalibrációs pontossághoz a gravitációs állandó hozzájárulásánál ($\simeq 0,015\%$) kisebb értéken tartsuk. Ez összességében lehetővé teszi, hogy a DFG-vel akár $\simeq 0,1\%$ alatti pontosságot is elérjünk az amplitúdó-kalibrációban. A (2.92) egyenlet alapján ez a feltétel a következő küszöböket szabja meg az egyes paraméter-bizonytalanságokra:

$$\begin{aligned} \frac{\delta m}{m} &\leq 1,5 \times 10^{-4} \\ \frac{\delta r}{r} &\leq 7,5 \times 10^{-5} \\ \frac{\delta f_0}{f_0} &\leq 7,5 \times 10^{-5} \\ \frac{\delta d}{d} &\leq 3,75 \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (2.93)$$

A megengedett maximális paraméter-bizonytalanságok, és a gravitációs állandó mérési bizonytalansága a (2.93) egyenlet alapján 0,034% relatív bizonytalanságot jelent a $\delta x/x$ mennyiségre, ami több, mint elegendő a százalék alatti pontosságú kalibrációhoz.

Az elsődleges célunk, hogy a (2.93) egyenletben megadott korlátokat a DFG-paraméterek beállítási pontosságával elérjük. Amennyiben ez valamiért mégsem lenne lehetséges, ahogy

már utaltunk rá, elegendő az is, hogy a DFG-paraméterek meghatározási pontossága érje el ezeket az értékeket. Ha ismét elővesszük a 2.3.2. alfejezetben leírt DFG példa paraméterértékeit ($m_1 = m_2 = 1,5$ kg; $r_1 = r_2 = 0,25$ m; $d = 2,5$ m; és $f_0 = 51$ Hz), úgy a (2.93) egyenlet maximálisan megengedett relatív bizonytalanságai a következő abszolút bizonytalanság-toleranciákra fordíthatók le:

$$\begin{aligned}\delta m &= 2,25 \times 10^{-4} \text{ kg} \\ \delta r &= 1,9 \times 10^{-5} \text{ m} \\ \delta f_0 &= 3,8 \times 10^{-3} \text{ Hz} \\ \delta d &= 9,4 \times 10^{-5} \text{ m}\end{aligned}\tag{2.94}$$

A következőkben ezen abszolút bizonytalanságok megvalósíthatóságával, és a megvalósítás javasolt módszereivel foglalkozom.

A legtöbb kereskedelmi forgalomban lévő precíziós mérleg alkalmas a DFG tömegeinek kívánt pontosságú meghatározására. A DFG-tömegek elkészítésekor fontos szempont az is, hogy a tömegek a (2.94) egyenletben szereplő δm értéken belül egyenlő nagyságúak legyenek. Egyes tömegkomparátor mérlegekkel (Sartorius, 2011) ez a bizonytalanság akár $\delta m \sim 50\mu\text{g}$ értékig is levihető. A DFG-karhosszúságokon jelentkező δr bizonytalanságot a gyártási pontatlanság határozza majd meg, ami várhatóan $\sim 1\mu\text{m}$ értéken belül tartható.

A DFG forgási frekvenciája (f_0) egy impulzusokat generáló optikai jeladó segítségével hangolható, amellyel a DFG abszolút szögpozícióját fázisillesztéssel egy atomórához vagy GPS-hez igazíthatjuk. Ezen esetben a frekvencia bizonytalanságát a jeladó pontossága vagy a szervorendszer szabja meg. Egy $1/f_0 = 20$ ms forgási periódust figyelembe véve, és egy olyan, kereskedelmi forgalomban beszerezhető, 16 bites optikai jeladót használva, amely 3,2 MHz frekvenciával ($\simeq 300$ ns/impulzus) állít elő négyszögjeleket, a négyszögjel emelkedő részének relatív pozícióját az atomóra jeléhez kevesebb, mint $\delta t \simeq 10$ ns bizonytalansággal meghatározhatjuk. Ez a DFG-frekvencia meghatározásának relatív bizonytalanságára $\delta f_0/f_0 \sim 10^{-6}$ értéket jelent, ami közel két nagyságrenddel kisebb, mint amire szükségünk van (lásd (2.93)).

A d távolság a kalibrációs mérések alatt változó értékű lehet. A környezeti hőmérséklet ingadozásai a teszt tömeg és a DFG körül egy kelvinfokon belül tarthatók, így ebben nem játszanak lényeges szerepet. A teszt tömeg pozícióját egy szervorendszer szabályozza $\sim 300\mu\text{m}$ nagyságrenden belül a Föld-Hold és Föld-Nap kölcsönhatások árapály hatásaival szemben (Morganson, 1999; Matone, 2000). A végpont-tűkörnek ez az ismert mozgása a kalibrációs mérésben figyelembe vehető és kompenzálható. A d távolság lézerezény-alapú távolság-meghatározó technikával (*Light Detection and Ranging*, vagy *LIDAR*) közvetlenül is mérhető, laboratóriumi körülmények között $\delta d \simeq 1\mu\text{m}$ értéknél nagyobb pontossággal (Minoshima & Matsunoto, 2005).

Abban az esetben, ha a d távolság közvetlenül nem mérhető, meghatározásának egy alternatív módja is használható. A GH-detektor kimeneti jele a $2f_0$ frekvencián lassan változtatott d távolság mellett is mérhető. Az irányított változtatás időfüggvényének ismeretében χ^2 -minimalizálással a d hatásos távolság meghatározható. Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy időben lineárisan változtatott d távolságot:

$$d(t) = d_0 + v t\tag{2.95}$$

ahol v a DFG mozgási sebessége a GH-detektor lézernyalábjának tengelye mentén. A

(2.90) egyenlet alapján a kalibrálatlan interferométer DFG-által okozott kimenete, R_{IFO} , így írható:

$$R_{\text{IFO}} = \frac{K}{(d_0 + v t)^4} \quad (2.96)$$

ahol K és d_0 szabad paraméterek. A DFG-pozíció időben lineáris változtatása egy becslést tennie lehetővé d_0 értékére, míg a kimeneti időfüggvény ettől vett eltérései a további, jelentősebb $d(t)$ járulékokról adna információt. d_0 bizonytalansága statisztikai természetű lenne, és olyan más paraméterek szisztematikus bizonytalanságai korlátozzák csak, mint a DFG dipólmomentuma és forgási frekvenciája. Ezesetben tehát

$$\frac{\delta d}{d} \sim \frac{\delta r}{r} \sim 10^{-5}. \quad (2.97)$$

Egy valós mérésben olyan másodrendű bizonytalanságok is fellépnek, amelyekkel érdemes foglalkoznunk. Ilyenek közé tartozik a forgó DFG működtetése közben fellépő belső feszültségek hatására bekövetkező deformációk. Egy 50 cm hosszú és 10 cm átmérőjű, a tengelyére merőlegesen forgatott titánrúd, amelynek két végére egy-egy 1,5 kg nagyságú próbatömeget erősítünk, nagyságrendileg $10 \mu\text{m}$ -t nyúlik a belső feszültségek hatására. A 2.3.3. alfejezetben bemutatott DFG modellekre ez a deformáció várhatóan jelentősen kisebb lesz, mértéke pedig modellezhető, mérhető, és figyelembe vehető akár mikrométeresnél is nagyobb pontossággal.

A DFG síkjának nemzérus dőlésszöge az interferométer síkjához képest a forgó tömegek effektív r karhosszúságainak megváltozásaként értelmezhető. Ezt a megváltozást a (2.94) egyenletben megadott értéknél alacsonyabban tartva, a DFG síkjának maximálisan megengedhető dőlésszögére $0, 7^\circ$ -ot kapunk. Ennél kisebb DFG-dőlésszög kereskedelmi forgalomban kapható optikai pozicionáló rendszerekkel megvalósítható.

A DFG abszolút forgási fázisa mérhető a DFG fázisillesztésével egy atomórához vagy GPS-hez. A fáziskalibráció pontosságát az időmérés pontossága, és azon keresztül a DFG forgási frekvenciája mérésének pontossága szabja meg. Figyelembe véve a könnyen elérhető $\delta f_0/f_0 \sim 10^{-6}$ relatív bizonytalanságot, egy megfelelően orientált DFG-vel megvalósítható fáziskalibráció pontossága akár $\simeq 0,01\%$ értéknél is jobb lehet.

A DFG-t a Fabry-Perot kar vonalán kívül helyezni, szintén másodrendű hibák forrása lesz. Mindenekelőtt egy olyan \tilde{d} távolságot eredményez a DFG és a teszt tömeg tömegközéppontja között, amely különbözni fog a várt d távolságtól. Megkövetelve, hogy a $(\tilde{d} - d)/d$ relatív eltérés 10^{-5} értéknél kisebb legyen, ez 1 cm maximális eltérést enged meg a DFG számára a nyalábtengelytől. A kar vonalán kívül helyezett DFG a fázis meghatározásában is hibát okoz. Ahhoz, hogy egy $0,01\%$ pontosságú fáziskalibrációt megvalósítsunk, a maximálisan megengedhető pozícióeltérés a nyalábtengelytől $250 \mu\text{m}$, ami optikai pozicionálással megvalósítható.

A kalibráláshoz két DFG-t is használhatunk, amelyeket 2-3 méter távolságra helyezünk el az interferométer két karjának végpont-tükröitől. A DFG forgási frekvenciáit úgy választjuk meg, hogy a százaléknál pontosabb kalibráció az interferométer legérzékenyebb frekvenciatartományában legyen elérhető. A két DFG-t kissé eltérő forgási frekvenciákon működtetve lehetővé teszi a két interferométer-kar külön történi kalibrációját, egymáshoz hasonló frekvenciatartományon. Megfelelően hosszú integrálási időt használva a DFG jelének felharmonikusai is detektálhatóvá válnak. Ezzel az interferométer egyszerre válik kalibrálhatóvá az egymástól a DFG-frekvenciában különböző frekvencia-tartományokon. A magasabb frekvenciákon megjelenő felharmonikusokkal a DFG egyes paramétereinek pontos értékére is következtethetünk.

2.3.6. Csatolóási jelenségek és mérési biztonság

Az előző alfejezetben megvizsgáltam a DFG paramétereinek mérési és beállítási pontatlanságaiból származó elsődleges hatásokat, amelyek a kalibráció pontosságát korlátozhatják. A mérést azonban nem csak a DFG paramétereinek bizonytalansága, hanem a DFG működése közben fellépő egyes zajhatások is befolyásolják, amelyek valamilyen fizikai csatolódás révén a detektor kimenetében nem a 2.3.2. alfejezetben modellezett módon okoznak változást. Ebben az alfejezetben ezeket a lehetséges csatolóási mechanizmusokat, és azok csökkentésének lehetőségeit tekintem át.

A DFG-t meghajtó motor elektromágneses tere kétféle módon okozhatja a detektor kimenetének megváltozását. Az egyik a motor tere, és az interferométer azon elektronikai alkatrészei közötti kölcsönhatás, amelyek a működő DFG közelében helyezkednek el. A másik lehetőség, a DFG körüli elektromágneses tér ráhatása a teszt tömeg pozícióját szabályozó elektromágneses tekercsre. Megfelelő elektromágneses (*Electromagnetic Interference*, vagy *EMI*) árnyékolással, és állandó mágneseseket alkalmazó DC szervomotorok használatával mindkét fent említett csatolóási hatás csökkenthető. A DFG és a motor között ezen felül egy nem egész számnak megfelelő forgási áttételt alkalmazhatunk, ami a kimeneti spektrumban egymástól élesen elválasztaná a DFG forgási frekvenciájának többszörösein megjelenő GGN jelet, az eltérő frekvencián forgó motor esetleges elektromágneses jelétől. A mechanikai áttétel alternatívájaként *Eddy Current motor* is használható, ami leegyszerűsítene a DFG tartó- és kiegyensúlyozó-szerkezetét is. A DFG hajtására továbbá légmotor is alkalmazható, ami szintén szükségtelemné teszi egy bonyolult áttétel-rendszer megvalósítását.

A forgó DFG mechanikai rezgéseket okozhat a levegőben és a DFG-t alátámasztó talajban. Ezek az akusztikus és szeizmikus rezgések a detektor komponensein keresztül szintén becsatolóódhatnak zajként a detektor kimeneti adatsorába. A DFG által kibocsátott akusztikus hullámokat csillapíthatjuk, ha a DFG-t és a járulékos forgó alkatrészeket egy saját vákuumtartályban helyezzük el.

A DFG a legerősebb szeizmikus rezgéseket a DFG forgási frekvenciáján bocsátja ki, a magasabb felharmonikusokon ez a hatás sokkal kisebb mértékű. Egy π szögű forgatásra invariáns tömegeloszlású DFG dipólmomentuma zérus értékű, ami a változó gravitációs gradienshez is zérus hozzájárulást ad. A DFG bármilyen aszimmetriája megszünteti a dipólmomentum zérus értékét, ami végső soron a talajban is rezgéseket kelt. Egy egyszerű modellen keresztül becsüljük meg az e rezgések által indukált végponttűkő-kitérés mértékét!

Egy aszimmetrikus DFG forgáscentrumára egy sinusos időfüggésű F' erő hat, ω_0 frekvenciával, aminek az RMS értéke a nyalábtengely mentén:

$$F'_{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0^2 \mathcal{M}_1 \quad (2.98)$$

ahol \mathcal{M}_1 a DFG dipólmomentuma. A forgáscentrumra ható erő végső soron a DFG és a detektor közös alátámasztását biztosító talapzatban okoz mechanikai úton indukált kitérést. Ennek nagysága, δx_{react} , elsőrendű közelítést alkalmazva:

$$\delta x_{\text{react}} = \frac{mr}{\sqrt{2}M_{\text{react}}} (\epsilon_r + \epsilon_m) \quad (2.99)$$

ahol M_{react} a talapzat hatásos tömege, $\epsilon_r = \delta r/r$, és $\epsilon_m = \delta m/m$. A teszt tömeg RMS kitérése a következőképpen adható meg:

$$\delta x_{\text{rms}} = \delta x_{\text{react}} R(f) \quad (2.100)$$

ahol $R(f)$ a detektor szeizmikus izolációs rendszerének, és a teszt tömeg felfüggesztésének együttes csillapítási tényezője.

A talapzat kitérésének becsléséhez a (2.93) egyenletben megadott értékeket vesszük alapul. A talapzatra egy valóságos $M_{\text{react}} \simeq 100$ tonna hatásos tömeget feltételezve (ami megfelel egy $10 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$ méretű betontömb tömegének), a talapzat kitérésének értéke

$$\delta x_{\text{react}} \simeq 6 \times 10^{-10} \text{ m} \quad (2.101)$$

A LIGO szeizmikus izolációja (Giaime, 1996) 51 Hz-en ezt egy $\sim 10^{-6}$ faktorral csillapítja, majd a teszt tömeg felfüggesztése ezt egy újabb $\sim (51 \text{ Hz}/0.74 \text{ Hz})^2 \simeq 4500$ faktorral csökkenti. A teszt tömeg RMS kitérése így végeredményben

$$\delta x_{\text{rms}} \simeq 1,3 \times 10^{-19} \text{ m} \quad (2.102)$$

lesz, ami a LIGO zajszintje alatti érték, és fél óras integrálási idő mellett $\text{SNR} = 3$ jel-zaj aránnyal detektálható ($f = 51 \text{ Hz}$ -en).

A DFG szeizmikus lökéseit csökkenteni tudjuk úgy is, ha a valódi mérés előtt a DFG-t egy kis M_{react} hatásos tömegű talapzaton működtetjük, és az általa a talapzatban keltett mechanikai rezgéseket egy precíziós szeizmométerrel monitorozva a DFG-t iteratív módon a kvázi-rezgésmentes állapotig kiegyensúlyozzuk. A DFG-t ezután egy nagy M_{react} hatásos tömegű talapzathoz hozzacsatlakoztatva a DFG által keltett δx_{react} kitérést jóval a környezeti szeizmikus rezgések szintje alá csökkenthetjük. A δx_{react} csökkentésének faktora ilyen esetben a könnyű és a nehéz talapzat hatásos tömegeinek hányadosa. A módszer eredményeként kapott δx_{rms} RMS teszt tömeg-kitérés várhatóan nagyságrendekkel kisebb lesz a (2.102) egyenletben megadottnál.

A forgó DFG működése közben akár több tíz kilojoule mechanikai energiát is tárolhat. A DFG által keltett zajhatások lehetséges csatolódási mechanizmusai után ezért tekintsük át végül a kísérlet kivitelezésének néhány biztonsági szempontját. A hibás működés esetére két fő elővigyázatossági intézkedést javaslok. (a.) A DFG saját vákuumkamrájának elegendően erősnek kell lennie ahhoz, hogy egy esetlegesen széteső DFG-korong romboló hatásait állni tudja. Erre a nagysebességű giroszkóp technikában léteznek már bevált és használható megoldások. (b.) A nagyobb biztonság érdekében a forgó DFG és a vákuumkamra fala közötti rést elegendően kicsire kell választani azért, hogy egy irányíthatatlan módon felgyorsuló, és a belső feszültségek miatt kitáguló DFG-korong a kamra falát érintse még a szétesés előtt, és így a korong a súrlódás miatt mechanikai energiát veszítsen. A kísérlethez roncsolásmentes módon előre tesztelt anyagokat kívánunk használni, a tervezést pedig végelelem-szimulációkkal, és előzetes biztonsági tesztekkel egészítjük ki.

2.3.7. Összefoglalás és kitekintés

A DFG alkalmazhatóságának előzetes vizsgálata alapján arra következtünk, hogy a DFG által létrehozott változó gravitációs tér hatása az interferometrikus detektor kimeneti jelében akár néhány másodperces integrálási idő mellett is kimutatható. A DFG, tervezése, elkészítése, és üzembe állítása során elegendően szimmetrikussá és biztonságossá tehető ahhoz, hogy az általa okozott szeizmikus rezgések, és egyéb zajszerű csatolódások a mérés kivitelezését ne korlátozzák, működése pedig az interferometrikus detektor épségét nem veszélyezteti.

A DFG gravitációs gradiens jele az interferométer kimenetében a DFG kvadrupólmomentumával arányos, és a DFG forgási frekvenciájának kétszeresénél detektálható. A DFG-t az interferometrikus detektor kalibrálására használva, és a LIGO S5 működési érzékenységet

figyelembe véve, a DFG-vel akár 0,1% alatti pontosságú amplitúdókalibráció is megvalósítható. A DFG-vel megvalósítható fáziskalibrációs pontosságot elsősorban az időmérés pontossága korlátozza, ezért az 0,1%-nál is jobb lehet. Az eszköz így a detektortól független kalibrációs módszert kínál, amely a ma létező kalibrációs technikáknál várhatóan jelentősen nagyobb pontosságot képes biztosítani.

A DFG lehetővé teszi az interferometrikus detektorok környezetében megjelenő GGN-hatások csatolódási mechanizmusainak vizsgálatát, a vonatkozó átviteli függvény irány- és távolságfüggésének feltérképezését. A GGN-hatás pontos vizsgálata és megértése különösen fontos feladat a második és harmadik generációs GH-detektorok előkészítésében.

Az általunk javasolt DFG pontos megtervezése és elkészítése szükségessé teszi előzetes végelem-szimulációk és ellenőrző mérések megvalósítását, amelyek elsősorban a DFG működése közben fellépő belső anyagfeszültségek hatásait vizsgálják. A DFG-t egy számára elkülönített vákuumkamrában kívánjuk működtetni, kiegyensúlyozását pedig egy prototípus-eszközzel tesszük ellenünk, mielőtt az eszköz a valós alkalmazási helyére, az interferometrikus GH-detektor teszt tömegének közelébe kerülne. A biztonságos megvalósításban a korábban már publikált, nehéz és gyorsan forgó eszközökkel dolgozó kísérletek tapasztalatait is felhasználjuk.

2.4. A nem-newtoni gravitációs potenciálok

A négy ismert fizikai kölcsönhatás közül a gravitáció volt az első, amelyre Isaac Newton kvantitatív elméletet dolgozott ki, egységes tárgyalásba vonva a földi tömegvonzás jelenségeit a bolygók mozgásának szabályszerűségeivel. Albert Einstein 1916-os relativisztikus gravitációelméletéig (amely gyenge gravitációs terek esetén a newtoni elmélettel kompatibilis) Newton munkája a gravitáció egyetlen elfogadott elmélete maradt. Einstein általános relativitáselmélete napjainkig valamennyi kísérleti ellenőrzés során megállta a helyét. Az elmélet feloldatlan tulajdonsága azonban az a tény, hogy tárgyalásmódját ezidáig nem sikerült összeegyeztetni a részecskefizika standard modelljével, amely az erős, a gyenge, és az elektromágneses kölcsönhatások leírására egységes elméleti keretet ad. A Ia típusú szupernóva megfigyelések alapján a Hubble tágulás gyorsuló jellege nagy skálán (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999) szintén olyan jelenség, ami a gravitáció einsteini elméletébe csak kiegészítések árán beilleszthető.

A húrelmélet vagy M-elmélet ma a gravitációelmélet és a részecskefizika egyesítésének legesélyesebb jelöltje. Az elméleti problémák feloldásának egyik útja azonban az a tárgyalásmód, amely a klasszikus newtoni gravitációs erőtvénnyel módosítását adja. Ilyen módosítások közül a legelterjedtebben használt az ún. *Yukawa-formalizmus*, amely a newtoni gravitációs potenciálhoz egy $\alpha e^{-r/\lambda}$ szorzófaktorú potenciáltagot ad (léteznek azonban -1-től különböző hatványkitevőjű, additív potenciáltagot javasoló elméletek is; a téma összefoglaló tárgyalását lásd: Adelberger et al. 2003; Dimopoulos & Geraci 2003; Newman et al. 2009). A Yukawa-potenciálképletben az α a kölcsönhatás erősségét, λ pedig a hosszskáláját jellemző paraméter. Ez utóbbi $\lambda = \hbar/(mc)$ paraméter a Yukawa-kölcsönhatást közvetítő részecske m tömegével függ össze. Általános esetben akár az is elképzelhető, hogy a newtoni potenciálhoz adott nem-newtoni kiegészítés α erősségi paramétere a kölcsönhatásban részt vevő tagok anyagi minőségétől is függ. Ez Einstein gyenge ekvivalencia elvének mondandó ellen.

A nem-newtoni gravitációelméletek közös jellemzője, hogy a newtoni potenciál kiegészítésére olyan tagot javasol, amelynek két paramétere: egy α , dimenziótlan erősségi vagy csatolódási paraméter, és egy λ , hosszúság dimenziójú skálaparaméter. A megadott képletekben α pozitív és negatív egyaránt lehet, ami az újonnan bevezetett erőhatás vonzó vagy

tasztító jellegét határozza meg; az előjelnél azonban az α paraméter nagysága sokkal lényegesebb. A λ skálaparaméter nagyságát a legtöbb elmélet általában a mm-nél rövidebb, vagy az asztrofizikai méretskálákra jósolja, egyes elméletek azonban a két szélsőség közé is jeleznek a Yukawa-típusú kölcsönhatásra jellemző λ értéket.

A méteres skálatartományon belüli λ érték előrejelzésére a szuperhúrelmélet keretében is találunk példát. Az elméleten belül a standard modell paraméterei a *moduli* terek függvényei, amelyek értékei az extra dimenziók geometriáját határozzák meg. A Dimopoulos és Geraci szerzőpáros által 2003-ban közölt összefoglaló (Dimopoulos & Geraci, 2003) rámutat arra, hogy egy nem-newtoni gravitációs kölcsönhatás λ paraméterét akár 0, 1 – 100 méter között is megtalálhatjuk $|\alpha| \simeq 10^{-6}$ erősségi paraméter mellett, ha a létezik olyan modulus, amelyik az u , d , s , c , vagy t kvarkok valamelyikéhez csatolódik. A λ és $|\alpha|$ paraméterek előrejelzett értékei ekkor közelítőleg egy-egy paralelogramma alakú tartományban helyezkednek el az $|\alpha|$ - λ paraméterterben, ahogy azt a (Newman et al., 2009) összefoglaló Fig.18 jelű ábrája, valamint a dolgozatom 2.6.2. alfejezetének 2.24. ábrája is mutatja.

A méretskála-függő nem-newtoni gravitációs potenciálok kimutatása csak olyan r méretskálára tervezett méréssel végezhető el, amely a λ skálaparaméterrel összemérhető nagyságú. Egy Yukawa-típusú potenciálból levezethető erőhatás például az $r \gg \lambda$ határesetben kimutathatatlaná válik, míg az $r \ll \lambda$ határesetben legfeljebb csak a gravitációs állandó $\tilde{G} = G(1+\alpha)$ alakban kifejezhető, kicsiny megváltozásában mutatható ki. A skálafüggő nem-newtoni gravitációs potenciálok kimutatásához ezért nem elegendő egyetlen méretskálán egy "univerzális" mérést elvégeznünk, hanem a paraméterter lefedéséhez több, a különféle méretskálákra optimalizált méréseket kell elvégeznünk. A 2.5. fejezetben ilyen, már elvégzett mérésekre hozok példákat, míg a 2.6. fejezetben egy, a korábban tárgyalt DFG, és interferometrikus szenzorok alkalmazására teszek javaslatot a nem-newtoni gravitációs hatások vizsgálatára a 0, 1 – 10 méteres méretskálán.

2.5. A nem-newtoni gravitációs potenciálok mérése

Ebben a fejezetben olyan méréseket tekintek át, amelyek a nem-newtoni gravitációs potenciálok esetleges kimutatását célozták a 0, 1 – 10 méteres méretskálán. Az ennél kisebb méretskálákon elvégzett mérések eredményeit a (Adelberger et al., 2003; Moody & Paik, 1993; Boynton et al., 2007) összefoglaló publikációk tárgyalják.

Forward és Miller (Forward & Miller, 1967), valamint Weber és Sinsky (Sinsky & Weber, 1967; Sinsky, 1968) kísérleteivel a 2.3.1. alfejezetben már részletesen foglalkoztam, ezért ezek tárgyalására itt ismételtelen nem térnék ki. A szerzőpárosok által elvégzett kísérletek mind konzisztensnek mutatkoztak azzal a hipotézissel, hogy a newtoni gravitációs potenciál mellett más, nem-newtoni gravitációs potenciál taggal nem kell számolnunk.

Egy, a Tokyo University egyetemén a '80-as években elvégzett kísérletsorozatban (Hirakawa et al., 1980; Oide et al., 1980; Suzuki et al., 1981; Ogawa et al., 1982; Kuroda & Hirakawa, 1985) egy forgó rúd dinamikus gravitációs terének kvadrupól-kvadrupól kölcsönhatását vizsgálták egy mechanikai oszcillátor antennával, különböző geometriai elhelyezések mellett. A kutatócsoport méréseikben nem talált nem-newtoni gravitációs potenciálok létezésére utaló jelet. A csoport a mérést egy kisebb és egy nagyobb tömegű forgó rotorral is elvégezte, a Yukawa-típusú gravitációs potenciálokra alsó korlátot szabva a 0, 1 – 10 méteres távolságskálán. A kísérletben elérhető alsó korlátot a nem-newtoni potenciálok kimérésében az antenna Brown-mozgása határozta meg. A csoport a kísérlet mellékeredményeként a G gravitációs állandó ismert értékét is megerősítette.

Az 1990-es években Astone, és a University of Rome egyetem gravitációs hullámokkal fog-

lalkozó kutatócsoportja egy 8,75 kg tömegű forgó rotor gravitációs kvadrupól-kölcsönhatását vizsgálta a CERN EXPLORER nevű tömegrezonátorával, különböző rotor-detektor távolságok mellett (Astone et al., 1991). Az EXPLORER GH-detektor rezonancia frekvenciája 916 Hz, a rotort ezért a vizsgálatok során közel ezen érték felének megfelelő frekvenciával forgatták. A kísérletet később egy nagyobb, 13,9 kg tömegű rotorral is elvégezték (Astone et al., 1998). Mindkét mérőszorozatban megerősítették a newtoni gravitációs kölcsönhatás elméletét, és alsó korlátokat szabtak a Yukawa-típusú gravitációs kölcsönhatás erősségi paraméterére a 0,3 – 11 méteres skálán.

A fent nevezett kísérletek közös jellemzője, hogy bennük a helyi dinamikus gravitációs teret egyetlen DFG segítségével állították elő, miközben a változó tér hatását tömegrezonátor antennákkal mérték. A következőkben egy ehhez képest teljesen új mérési konfigurációt vázolunk fel, kihasználva a kioltási kísérletek gyakorlati előnyeit, és az interferometrikus szenzorok alacsony, és széles frekvenciatartományokon is megvalósítható érzékenységet a végpont-tükreik kitérésére nézve. A fejezet során rámutatok arra is, hogy a javasolt összeállításunkkal a Yukawa erősségi paraméter alsó korlátait reálisan akár 1-2 nagyságrenddel is kitolhatjuk a 0,1 – 10 méteres méretskála egyes tartományain.

2.6. Módszer nem-newtoni gravitációs potenciálok mérésére interferometrikus szenzorokkal

A gravitációs hullámok detektálásának célján túl a modern interferometrikus szenzorok olyan műszereknek tekinthetők, amelyek egyedülálló módon a teszt tömegeik 10^{-20} – 10^{-19} m/√Hz nagyságrendű indukált kitérését is képesek kimutatni. Ilyen szenzorok közé tartozik a közeljövőben működő AdvLIGO, az AdvVIRGO, az LCGT, az AEI 10m interferométer, valamint az olyan harmadik generációs detektorok, mint az Einstein Telescope (ET) (a kapcsolódó részletekért lásd a 0.3.4. alfejezetet). Az interferometrikus szenzorok e technológiai fejlődése új lehetőségeket nyit meg a tudományos kutatás számára.

A gravitációs hullámok keresésében a teszt tömegek indukált kitéréséből származó detektorjel alakja és nagyságrendje ismeretlen, vagy előre ismert, de még nem detektált. Ezzel szemben (ahogy azt a 2.3. fejezetben megmutattam) adott a lehetőség arra, hogy egy célszerűen kialakított eszközzel (egy DFG-vel) az interferométer teszt tömege körüli helyi gravitációs teret irányított módon változtassuk egy adott frekvencián, a tükrök indukált mozgásán keresztül egy jól detektálható és modellezhető detektorjelet létrehozva. A DFG egy javasolt geometriáját a 2.3.3. alfejezetben mutattam be, a 2.3.4. és 2.3.5. alfejezetekben pedig rámutattam, hogy a DFG alkalmas az interferométer válaszfüggvényének feltérképezésére a gravitációs gradiens zajokra nézve, valamint a detektor 1%-nál pontosabb kalibrációjára is. Ebben a fejezetben arra mutatok rá, hogy a GGN és kalibrációs vizsgálatokhoz javasolt DFG-ből egy *DFG párt* alkalmazva, az összeállítás egy modern interferometrikus szenzorral alkalmas a newtoni $\sim 1/r^2$ -es gravitációs erőtvény kísérleti vizsgálatára, és egy esetlegesen létező nem-newtoni gravitációs potenciál kimutatására is.

Vizsgálataimban a jövőben működtetni tervezett GH-detektorokat elsősorban annak alátámasztására használom fel, hogy a tervezett érzékenységek reálisan megvalósítható, ezek az érzékenységek pedig elegendőek ahhoz, hogy a kísérleti összeállításunkkal a nem-newtoni gravitációs potenciálok keresésében új eredményeket mutassunk fel, eddig feltérképezetlen paraméterteret lefedve.

A fejezet anyaga (Raffai et al., 2011) publikációnkat követi. Ebben a cikkünkben annak elméleti bizonyítására vállalkoztunk, hogy a DFG-ket interferometrikus szenzorokkal alkal-

mazva lehetőség nyílik a nem-newtoni gravitációs potenciálok vizsgálatára a 0,1-10 m-es távolságskálán. A nem-newtoni gravitációs potenciálok közül a Yukawa-típusú potenciálokra fókuszáltunk, elsősorban azért, mert ez olyan potenciál, amelynek lehetséges létezése elméleti alátámasztással megalapozott, skálafüggése révén pedig a kísérletünkben az eddigi mérésekhez képest új eredményeket várunk. Nemcsak a mérésben várható eredményeink, de a kísérletben alkalmazott technika is alapvetően különbözik az eddigi, a témában elvégzett mérésektől (lásd a 2.5. fejezetet): esetünkben a DFG párral egy kioltási összeállítás megvalósítását, a jel monitorozásához pedig egy interferometrikus szenzor alkalmazását javasoljuk.

A fejezet tematikus beosztása a következő. A 2.6.1. alfejezetben a nem-newtoni gravitációs potenciálok mérésére használt kísérleti összeállítást mutatom be, a DFG-pár és az interferométer teszt tömege közötti gravitációs kölcsönhatás modelljének tárgyalásával együtt. A 2.6.2. alfejezet a mérés bizonytalanságait, és a kísérletben lefedhető paraméterteret tárgyalja. A 2.6.3. alfejezetben megvizsgálom a kísérlet kivitelezhetőségét, és az azt korlátozó legfontosabb hatásokat. Végül a 2.6.4. alfejezetben az eddig elvégzett munka összefoglalását végzem el, a témából egyúttal kitekintést is adva.

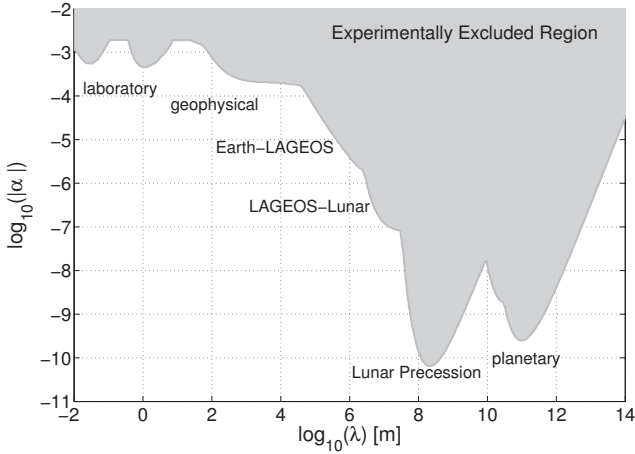
2.6.1. Nem-newtoni gravitációs potenciálok mérése egy DFG-párral

Az anyagi összetételtől független nem-newtoni gravitációs tesztek leggyakoribb tárgyalási módja a Yukawa-formalizmus, amelyben a szokásos newtoni gravitációs potenciál taghoz ($V^N(r)$) egy ún. Yukawa-potenciáltagot ($V^Y(r)$) adunk:

$$V(r) = V^N(r) + V^Y(r) = -G \frac{mM}{r} [1 + \alpha e^{-r/\lambda}] \quad (2.103)$$

Ebben a kifejezésben G a gravitációs állandó, m és M a gravitációsan kölcsönható tömegek, r pedig a két tömegpont közötti távolság. A Yukawa-tagot két paraméter jellemzi: a Yukawa-kölcsönhatás erősségét megadó α , és a kölcsönhatás jellemző mérettartományát jelentő λ skálaparaméter. A $\lambda = 0,1 - 10$ m mérettartományon Yukawa-kölcsönhatás létét $10^{-4} - 10^{-3}$ erősség felett ki tudták zárni, akár az α negatív, pozitív, vagy előjelfüggetlen értékét vizsgáló tesztek nézzük (lásd a 2.21. ábrát). Az ebben a fejezetben javasolt mérési módszerrel a Yukawa-kölcsönhatás ennél jelentősen kisebb α értékek esetén is mérhetővé válik, a technológiai és anyagi ráfordítás függvényében akár a 10^{-6} nagyságrendű erősségeig.

A méréshez két szimmetrikus, megfelelően skálázott DFG-t tervezünk működtetni egy interferometrikus szenzor egyik végpont-tükörének közelében, a 2.3. fejezetben megismert módon. A két DFG a végpont-tükörtől különböző, d^I és d^{II} távolságokra helyezkedik el, forgatásuk azonos f_0 frekvenciával történik, ám egyik a másikhoz képest folyamatosan 90° -os fáziskülönbséggel működik. A két DFG paramétereinek megfelelő választásával elérhető, hogy a DFG-k newtoni gravitációból származó jele a $2f_0$ frekvencián egymást kioltás, azok a szenzor kimenetében ne jelenjenek meg. Mivel a Yukawa-kölcsönhatás a kölcsönható tömegek közötti távolságtól másként függ, mint a newtoni gravitáció, a kioltás a Yukawa-féle tagra nem lesz érvényes, a tükör a Yukawa-féle potenciáltagból származó indukált kitérése tehát nem lesz zérus. A mérés során célunk, hogy ezt az indukált maradék-elmozdulást az interferometrikus szenzorral kimutassuk, amennyiben pedig ennek kimutatása nem valósul meg, úgy a Yukawa-kölcsönhatás $|\alpha|$ erősségére a λ függvényében korlátozást adjunk. A newtoni hatás kioltása nem csak nagyobb érzékenységet jelent egy esetlegesen létező nem-newtoni erőhatás kimutatásában, de biztosítja azt is, hogy az erőhatás kimérése kevésbé függ az interferometrikus szenzor kalibrálásának bizonytalanságától. Így a mérés pontosságát elsősorban a DFG-k paramétereinek beállítási pontossága határozza majd meg.



2.21. ábra. A jelenleg érvényes, 95% konfidenciaszinttel megadott kizárási tartomány az α Yukawa-kölcsönhatási paraméterre, a λ skálaparaméter függvényében, $\lambda > 1$ cm mérettartományokon. (Forrás: 4. ábra a Adelberger et al. 2003 publikációból, kiegészítve a Hoskins et al. 1985 és Moody & Paik 1993 publikációk adataival)

A DFG-tömegek és az interferométer végpont-tükre közötti gravitációs kölcsönhatás leírására a már a 2.3.2. alfejezetben tárgyalt modellt és jelölésrendszert használom. Az ott leírtak megismétlése nélkül ebben az alfejezetben kizárólag a Yukawa-tagból származó járulékok felírására szorítkozom. A DFG-párt használó kísérleti összeállítás sematikus vázlatát, a megfelelő paraméterek feltüntetésével, a 2.22. ábra mutatja.

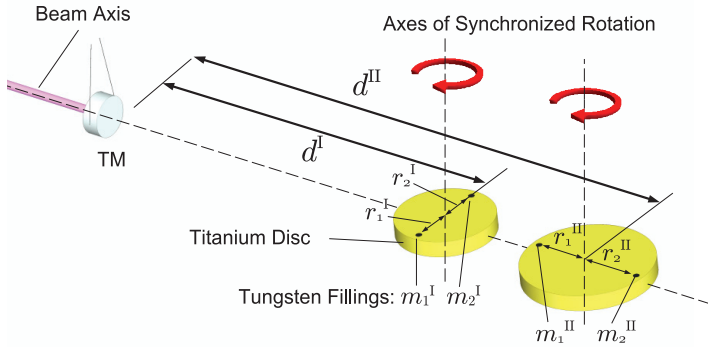
Mivel a newtoni és nem-newtoni potenciálok lineárisan adódnak össze, és a potenciálokból az indukált gyorsulás kiszámítására használt operátorok is lineárisak, az M tömegpont indukált newtoni- és Yukawa-gyorsulásai is lineárisan adódnak egymáshoz. A (2.103) egyenlet alapján egy DFG által az M tömeg helyén okozott Yukawa-potenciál:

$$V^Y = \sum_{i=1}^2 V_i^Y = -\alpha G M \sum_{i=1}^2 \frac{m_i}{h_i} e^{-h_i/\lambda} \quad (2.104)$$

ahol $h_i = h_i(t)$ a (2.83) egyenlet által megadott távolság az M próbatömeg, és a DFG i -edik töltőtömege (m_i) között. A DFG-tömegek által kifejtett, időben változó potenciáltér miatt az M tömeg indukált gyorsulása az interferométer nyálábtengelye mentén:

$$a^Y = \frac{1}{M} \left| \frac{\partial V^Y}{\partial d} \right| = \alpha \frac{G}{d^2} \sum_{i=1}^2 m_i B_i(R_i, \theta) f_i(R_i, \theta, \lambda). \quad (2.105)$$

ahol ismét $\theta = \theta(t) = \omega_0 t$, $R_1 = r_1/d$, $R_2 = -r_2/d$, $f_i(R_i, \theta, \lambda)$ pedig a kísérlet hosszparamétereinek, és a Yukawa-kölcsönhatás skálaparaméterének, λ -nak függvénye a következők szerint:



2.22. ábra. A nem-newtoni gravitációs erők mérésére használni javasolt kísérleti összeállítás sematikus vázlata. Egy interferometrikus szenzor nyalábtengelyébe két, megfelelő paraméterekkel megválasztott DFG-t helyezünk, a végpont-tükör közelébe. A DFG-k azonos síkban forognak, azonos f_0 frekvenciával, de folyamatosan fenntartott $\beta = \pi/2$ fáziskülönbséggel egymás között. A DFG-k forgáscentrumának d^I és d^{II} távolságait a tükör tömegközéppontjától, valamint a DFG-k kvadrupólmomentumait úgy választjuk meg, hogy a két DFG által a tükörré gyakorolt newtoni gravitációs erő állandóan kioltásban legyen a $2f_0$ frekvencián. Egy nem-newtoni gravitációs potenciál létezése esetén a tükör indukált kitérése ezen a frekvencián a nem-newtoni gravitáció erősségét jellemző α paramétertől fog függeni.

$$f_i(R_i, \theta, \lambda) = \left[1 + \frac{d}{\lambda} \sqrt{1 + R_i^2 - 2R_i \cos \theta} \right] \times \quad (2.106)$$

$$\times \exp \left(- \frac{d}{\lambda} \sqrt{1 + R_i^2 - 2R_i \cos \theta} \right)$$

A (2.105) kifejezésből, valamint a (2.88) egyenletet használva ezúttal az a^Y indukált gyorsulásra, a végpont-tükör Yukawa-tagból származó indukált kitérése, x^Y , numerikusan kiszámolható. A numerikus számolás másik előnye, hogy rajta keresztül a DFG-k paramétereinek bizonytalanságai is szimulálhatók. A számolás módja a következő volt: véges időfelbontással kiszámoltuk az indukált newtoni és nem-newtoni gyorsulásokat; az idősorokból előállítottuk azok Fourier-spektrumát, amelyeket azután a (2.88) átviteli függvényen szűrünk át, hogy az indukált kitéréseket megkapjuk. A továbbiakban az így kapott spektrumok a DFG-frekvencia (f_0) többszörösein felvett értékeit elemeztük tovább.

A kitérés-spektrumok értékei elsősorban a DFG-frekvencia kétszeresénél fontosak. Szimmetrikus DFG-k esetén ugyanis a Yukawa-tag a DFG-frekvencia páratlan többszöröseinél szintén nem ad járulékot, és így az első spektrális csúcs a $2f_0$ frekvencián jelenik meg. Ezt a kitérést a már ismert, tervezett interferométer érzékenységekkel (lásd a 0.3.4 alfejezetet) hasonlítottuk össze, hogy a Yukawa-jel detektálhatóságát megvizsgáljuk.

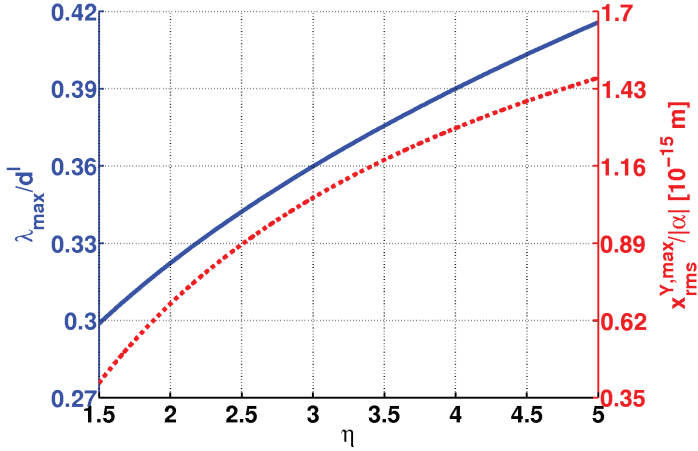
Válasszuk a végpont-tükrökhöz közelebbi DFG titánkorongjának átmérőjét 60 cm-nek, vastagságát 10 cm-nek (lásd a 2.3.3. alfejezetet)! A korongba $r_{1,2}^I = 20$ cm karhosszúságokkal 16,1 cm átmérőjű hengeres furatokat készítettünk, amelyekbe volfrám töltőhengereket helyezünk. A DFG-töltetek hatásos tömege így $m_{1,2}^I = (\rho_W - \rho_{Ti})V = 30$ kg lesz (ρ_W és ρ_{Ti} rendre a volfrám és a titán sűrűsége, V pedig a töltőhengerek térfogata).

Ahhoz, hogy a newtoni hatásra nézve a két DFG-vel kioltást hozunk létre a $2f_0$ frekvencián, a következő arányosságoknak kell teljesülnie:

$$\begin{aligned} r_{1,2}^{II} &= \sqrt{\eta} \, r_{1,2}^I, \\ d^{II} &= \sqrt{\eta} \, d^I, \end{aligned} \quad (2.107)$$

ahol az I és II indexek rendre a tükrökhöz közelebbi és távolabbi DFG-eket jelölik, továbbá $\eta = m_{1,2}^{II}/m_{1,2}^I$ a hatásos töltőtömegek aránya (lásd a 2.22. ábrát). Megjegyzem, hogy ha a vizsgálatainkban tekintettel vagyunk az interferométer végpont-tükrének (hengeres) geometriájára, úgy a (2.107) skálázási szabályok $\mathcal{O}(0,1\%)$ pontosságon belül eltérőek lesznek, miközben $r_{1,2}^{II}$ és d^{II} továbbra is analitikusan megadhatóak maradnak (a tükr geometriája első rendben csak a skálázási szabályokat változtatja meg, a 2.6.2. alfejezetben megadott eredményeket a lefedhető paraméterterre nem).

A (2.107) alapján, ha a két DFG hatásos tömegeinek arányát rögzítjük, a DFG-k karhosszúságainak, és a tükrőtől mért távolságaik aránya is rögzítetté válik. Ahhoz, hogy eldöntsük, milyen η tömegarányt válasszunk, nézzük meg, hogy η függvényében mekkora lesz a DFG-párral elérhető, a Yukawa-kölcsönhatásból eredő legnagyobb RMS kitérés ($x_{\text{rms}}^{Y,\text{max}}$) a $2f_0$ frekvencián! Ehhez a tükrökhöz közelebbi (első) DFG távolságát a tükrös tömegközéppontjától válasszuk $d^I = 2$ m-nek. Az η megválasztása a második DFG d^{II} távolságát befolyásolni fogja. A d^I és a d^{II} távolságok közösen jelölik ki azt a λ_{max} skálaparaméter értéket, amelyen adott $|\alpha|$ érték esetén a Yukawa-kölcsönhatás a tükrös legnagyobb amplitúdójú kitérését okozza. A λ_{max} így az η értékétől is függeni fog. A 2.23. ábra a λ_{max}/d^I arányt, valamint



2.23. ábra. A két-DFG-s kioltási kísérlet várható eredményei numerikus szimulációk alapján, ideális (beállítási hibáktól mentes) DFG-k esetén. A folytonos vonal a $\lambda_{\max}(\eta)$ függvényt ábrázolja d^I egységekben, ahol λ_{\max} az a skálaparaméter-érték, amelyre a $2f_0$ frekvencián a Yukawa RMS kitérés a legnagyobb. Az egyes λ_{\max} értékekhez tartozó RMS kitérést ($|\alpha|$ egységekben) a szaggatott görbe adja meg. Az ábra készítésekor $d^I = 2$ m, $r^I = 20$ cm, $m^I = 30$ kg, és $f_0 = 5$ Hz értékeket választottunk.

a λ_{\max} -hoz tartozó, legnagyobb RMS kitérést mutatja ($|\alpha|$ egységekben mérve), az η függvényében. Az ábra készítésekor $d^I = 2$ m, $r^I = 20$ cm, $m^I = 30$ kg, és $f_0 = 5$ Hz értékeket választottunk.

A 2.23. ábra alapján a maximálisan elérhető Yukawa RMS kitérés nem függ jelentősen η -tól, technikai és költséghatékonysági okokból tehát érdemes azt minél kisebbnek választani. η megválasztásakor azonban figyelniünk kell arra, hogy a rögzített méretű első DFG-hez a második DFG működés közben ne érjen hozzá. Ez a $d^I = 2$ m és 60 cm-es DFG átmérőit véve η értékére egy $\eta \gtrsim 1,8$ alsó korlátot szab. Mindezek alapján az $\eta = 2$ értéket választjuk, és azzal dolgozunk tovább.

$\eta = 2$ és $d^I = 2$ m esetén $\lambda_{\max} = 0,64$ m (lásd a 2.23. ábrát), valamint $x_{\text{rms}}^{Y,\max} = (6,8 \times 10^{-16} \text{ m}) \times |\alpha|$. Ideális DFG-ket, és az AEI 10m interferométert használva, amelynek $2f_0 = 10$ Hz-en a zajszintje $\tilde{n} = 1,5 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$, $T = 1$ nap integrálási idő mellett az $|\alpha| \simeq 2,3 \times 10^{-4}$ alsó határ SNR = 3 jel-zaj aránnyal elérhető. Ez az alsó határ a korábban ezen a skálán kimért $|\alpha|$ határnál kb. egy nagyságrenddel lejjebb van. Tetszőleges \tilde{n} zajszint és T integrálási idő mellett a jel-zaj arány a következőképp skálázódik:

$$\text{SNR} = 3 \times \left(\frac{1,5 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}}{\tilde{n}} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ nap}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{x_{\text{rms}}}{6,8 \times 10^{-16} \text{ m}} \right) \left(\frac{|\alpha|}{2,3 \times 10^{-4}} \right) \quad (2.108)$$

2.6.2. A mérés bizonytalanságai és a várható eredmények

A módszerünkkel a nem-newtoni gravitációs erőhatások kimérésében két alapvető korlátozó tényező merül fel. Az egyik abból ered, hogy a newtoni jel kioltása után esetlegesen visszamaradó nem-newtoni jel az interferometrikus szenzor zajához képest nem elegendően nagy ahhoz, hogy azt megfelelően nagy jel-zaj aránnyal tudjuk regisztrálni. A szenzor zajának ez a korlátozó hatása a méréshez használt integrálási idő növelésével csökkenthető (a skálázási szabályt lásd a (2.108) egyenletben).

A másik korlátot a DFG-paraméterek beállításának véges pontossága okozza: amennyiben ugyanis a DFG-pár paraméterei nem követik a newtoni erőhatás kioltásához szükséges szabályokat (azonos DFG-frekvenciák, közöttük állandó $\beta = \pi/2$ fáziskülönbség, valamint a (2.107) egyenletben megadott összefüggések), úgy a $2f_0$ mérési frekvencián a newtoni hatásból eredő kitérési csúcs ismét megjelenik. A paraméterhibák miatt megjelenő newtoni csúcs korlátozó hatása az integrálási időtől független, a korlát csak a kísérleti összeállítás paramétereinek minél pontosabb mérésével és beállításával csökkenthető.

Tekintsük továbbra is az ideális, vagyis beállítási hibáktól mentes DFG-pár esetét, és vizsgáljuk meg, hogy a λ függvényében milyen elvi alsó korlátokat szabhatunk az $|\alpha|$ paraméterre, ha a mérésben csak az interferométer zajszintjének korlátozó hatását vesszük figyelembe! Az első DFG paraméterei legyenek: $m^I = 30$ kg, $d^I = 2$ m, és $r^I = 0,2$ m; az integrálási időt pedig válasszuk $T = 10^7$ s-nak ($\simeq 4$ hónap). A két DFG töltőhengerei közötti tömegarány legyen továbbra is $\eta = 2$, a jeldetektáláshoz szükségesen elérendő jel-zaj arányt pedig válasszuk a konzervatívnak mondható $\text{SNR} = 8$ -nak.

A jövőben megépítendő interferometrikus GH-detektorok érzékenységi görbéjét tekintve valamennyi detektorra létezni fog egy olyan optimális f_0 DFG-frekvencia, amely esetén az elérhető jel-zaj arány a legnagyobb. Ezek a frekvenciák, valamint az egyes detektorokkal elvben még kimérhető legkisebb Yukawa erősségi paraméterek értékei ($|\alpha^*|$) a 2.3. táblázatban láthatók. Az optimális DFG-frekvenciákkal elérhető $|\alpha|$ korlátokat a λ skálaparaméter függvényében a 2.24. ábrán, piros színű görbékkel adom meg. Ezek a görbék akkor érvényesek, ha a kísérleti összeállítás paramétereinek hibái elegendően kicsik ahhoz, hogy a $T = 10^7$ sec integrálási idő mellett az interferométerek zajszintje jelenti a fő korlátozó tényezőt.

2.3. táblázat. A DFG-pár optimális működési frekvenciája (f_0) különféle jövőbeli interferometrikus szenzorok esetén, valamint az optimális frekvenciákkal $T = 10^7$ s $\simeq 4$ hónap integrálási idő alatt kimérhető legalacsonyabb $|\alpha|$ korlát ($|\alpha^*|$). A numerikus szimulációkkal számolt eredményeket $m^I = 30$ kg, $d^I = 2$ m és $r^I = 0,2$ m értékekre kapjuk. Az $|\alpha^*|$ értékekhez tartozó skálaparaméter $\lambda_{\max} = 0,64$ m, mind az öt esetben. Az optimális DFG-frekvencia az ET és AEI 10m detektorokra megadott eredményei az interferométerek alacsony frekvenciás ($\lesssim 10$ Hz) érzékenységeinek bizonytalansága miatt csak javasolt felső korlátként értendők.

| $T = 10^7$ s | AdvLIGO | AdvVIRGO | ET | LCGT | AEI 10m |
|--------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| f_0 | 11 Hz | 20 Hz | $\lesssim 5$ Hz | 26 Hz | $\lesssim 5$ Hz |
| $ \alpha^* $ | $1,2 \times 10^{-6}$ | $1,6 \times 10^{-6}$ | $1,9 \times 10^{-7}$ | $3,4 \times 10^{-6}$ | $5,6 \times 10^{-5}$ |

A valós mérési korlátok tanulmányozására Monte Carlo szimulációkat használtunk, amelyekben figyelembe vettük a kísérleti összeállítás paramétereinek véges pontosságú beállítását. Az összeállítás paraméterei a következők voltak: a DFG-k forgási frekvenciái (f_0), tömegei (m), karhosszúságai (r), valamint a DFG pozíciói az interferométer teszt tömegéhez és egymáshoz képest (d távolságok és β relatív fáziskülönbség). A Monte Carlo tesztek során N darab kísérleti összeállítás működését szimuláltuk úgy, hogy mindegyik összeállítás

paramétereit egy-egy, adott átlagú és szórású Gauss-eloszlásból választottuk. Az eloszlások átlagait (pl. $\langle m^I \rangle = 30$ kg, $\langle d^I \rangle = 2$ m és $\langle r^I \rangle = 0,2$ m) úgy választottuk meg, hogy azokkal az $|\alpha|$ mérésben a lehető legalacsonyabb alsó korlátokat érhesük el, de tekintettel legyünk a technikai megvalósíthatóságra, és a mérési biztonság szempontjaira is.

Az η értékét ismét 2-nek választottuk, amely ebben az esetben a megfelelő paraméterek Gauss-eloszlásainak átlagai között jelent kapcsolatot, a (2.107) egyenleteknek megfelelően. Az első DFG-frekvencia eloszlásának átlagát a 2.3. táblázatban közölteknek megfelelően választottuk. Az alacsony optimális DFG-frekvenciák lehetővé teszik, hogy az első DFG hatásos töltőtömegét (amely DFG az interferométer vákuumkamrájához közelebb helyezkedik el) $m^I = 30$ kg értékre emeljük. Ezzel a második DFG forgási energiája még mindig kisebb marad, mint egy hasonló kísérletben tervezett forgó eszköz mechanikai energiájának 0,02%-a (Ballmer et al., 2010). Megjegyzem, hogy a mérésünkben az általunk javasolt DFG geometria alternatívájaként a (Ballmer et al., 2010) cikkben szereplő eszköz tervezett geometriája is megfelelő.

A paraméterek Gauss-eloszlásainak szórásait a jelenleg elérhető és megvalósítható technológiák figyelembevételével választottuk ki. A szórások választott értékeit, és azok megválasztásának módszerét a 2.6.3. alfejezet fogja tárgyalni részletesen. A szórások beállítása után $N = 1000$ darab DFG-pár működését szimuláltuk egymástól független módon, majd megállapítottuk az általuk a tökéletlen kioltás miatt, a $2f_0$ frekvencián megjelenő newtoni RMS kitérések eloszlásának 95%-os kvantilisét (ennek értékét a továbbiakban x_{95}^N -nek jelölöm). Ez az x_{95}^N érték független lesz a használt interferométer zajától, és ezáltal az integrálási időtől is. Az x_{95}^N ismeretében ezután minden λ értékhez meghatároztuk azt az $|\alpha|$ értéket, amely esetén a Yukawa RMS kitérés a $2f_0$ frekvencián megegyezik x_{95}^N -tel. Az így kapott alsó korlátokat az $|\alpha|$ paraméterre, a λ függvényében a 2.24. ábra "IFO+PA" jelű görbéje adja meg.

A kísérleti összeállításunkkal, és a 2.6.3. alfejezetben megadott beállítási bizonytalanságok mellett, az LCGT és AEI 10m detektorok esetében az interferométerek zajszintje (vagyis a megadott $T = 10^7$ s integrálási idő) lesz a mérésben a fő korlátozó tényező. Ezzel együtt e két interferométerrel is alacsonyabb korlátokat tudunk szabni a Yukawa erősségi paraméter értékére a 0,1 – 10 m-es távolságskálán, mint a korábbi mérések során elért eredmények. A detektorok magas zajszintje ráadásul lehetővé teszi, hogy a 2.6.3. alfejezetben megadottnál nagyobb beállítási bizonytalanságokat is megengedjünk.

A másik három interferométer (az AdvLIGO, az AdvVIRGO, és az ET) esetében a newtoni hatás kioltásának pontatlansága jelenti $T = 10^7$ s integrálási időre a fő korlátot. Ez azt jelenti, hogy a 2.6.3. alfejezetben megadott beállítási pontosságok mellett elegendő a mérést $\mathcal{O}(10^4 - 10^6$ s) integrálási idővel elvégezni. A méréshez elegendő integrálási idő konkrét értéke már a használt interferométertől függ.

Az interferometrikus GH-detektorok tervezett érzékenysége jól példázza, hogy a kísérlet várhatóan alacsonyabb korlátokat tud szabni a Yukawa erősségi paraméter nagyságára, mint a korábban már elvégzett mérések. Az AdvLIGO, AdvVIRGO, és az ET esete azonban arra is rámutat, hogy ha a mérést a kísérleti összeállítás véges beállítási pontossága korlátozza, úgy a használt detektor kiválasztása másodlagos szempont. Ez arra is vezethet minket, hogy egy GH-detektor használata helyett a kísérlet számára egy e célra szánt interferométert építsünk, a GH-detektorok fejlesztési eredményeit felhasználva. Ennek előnyét jelentené, hogy megfelelő kialakítással a DFG-párt a szenzor végpont-tükréhez közelebb helyezhetnénk el, a tükrök felfüggesztését pedig a kísérletünkhöz jobban illeszkedő módon alakíthatnánk ki. Mindkét lehetőség a Yukawa-paraméterterben nagyobb terület lefedését tenné lehetővé.

2.6.3. A mérés kivitelezhetőségéről

A 2.24. ábra IFO+PA görbéjének előállításához a megengedhető paraméter-bizonytalanságokat úgy választottuk, hogy a "t"-vel jelzett modell tartományát a lehető legjobban lefedjük, és egyúttal tekintettel legyünk a technikai megvalósíthatóság szempontjaira is. Ebben a fejezetben az ehhez a határgörbéhez tartozó paraméter-bizonytalanságokat, és azok lehetséges mérési és beállítási módját tekintem át.

A tervezett kísérleti összeállításban a két DFG egymáshoz képest fixen tartott $\beta = \pi/2$ fáziskülönbséggel működik az AdvLIGO, AdvVIRGO, ET, LCGT, és AEI 10m interferométerek esetén rendre $f_0 = 11$ Hz, 20 Hz, 5 Hz, 26 Hz, és 5 Hz forgási frekvenciákkal. A kapcsolódó megengedett bizonytalanságok a következők:

- Az első DFG forgási frekvenciájának bizonytalansága (abszolút mérés): 10^{-6} Hz
- A második DFG forgási frekvenciájának bizonytalansága, az első DFG-frekvenciájához képest (összehasonlító mérés): 10^{-9} Hz
- A két DFG közötti kezdő fáziskülönbség bizonytalansága (abszolút mérés): 10^{-8} rad

A DFG-k frekvenciája és fáziskülönbsége finomhangolható a DFG forgási jelének kalibrálásával, és csatolásával egy pontos, alacsony fázishibájú órajelhez (pl. céziumóra vagy GPS), amit akár az interferométer adatának időcímkézéséhez is használunk. A DFG frekvencia- és fázisbeállításához nanoszekundumos pontosságú időmérés megvalósítható.

A szimulációinkban 30 kg-os hatásos töltőtömeget használtunk az első DFG-re, és $\eta \times 30$ kg-ot a másodikra. A tömegekre megengedett bizonytalanságok:

- Az első DFG egyik töltőtömegének bizonytalansága (abszolút mérés): 5×10^{-5} kg
- Az összeállítás bármely másik töltőtömegének relatív bizonytalansága az első DFG egyik töltőtömegéhez képest (összehasonlító mérés). A második DFG egy töltőtömegének az első DFG egy töltőtömege kétszeresének kell lennie. Az első DFG két töltőtömegét a második DFG egy töltőtömegével összemérve az összehasonlító mérés ilyen módon elvégezhető. Az összehasonlító mérések és finombeállítások megengedett bizonytalansága: 10^{-6} kg

A tömegek abszolút mérésére kereskedelmi forgalomban kapható precíziós mérlegek használhatók. Egy példa ilyenre a Sartorius ME415S mérleg (Sartorius, 2011b), amely 410 grammos mérési kapacitás mellett $\sim 10^{-7}$ kg pontossággal képes abszolút tömegmérésre. A tömegek összehasonlítására egy szintén beszerezhető tömeg-komparátorral akár $\sim 2 \times 10^{-9}$ kg összehasonlítási pontosság is elérhető (Sartorius, 2011). A DFG egyes tölteteit akár több kisebb méretű hengerből is felépíthetjük, amelyek egyenként a mérlegek tömegmérési kapacitásain belül lennének. Ilyen, kisebb méretű hengerek legyártása kisebb technikai kihívást is jelentene.

A newtoni hatás kioltásához a DFG-k karhosszúságait és távolságait az interferométer végpont-tükrének tömegközéppontjától jól meghatározott értékekre kell beállítanunk (ezek a példánkban $r_{1,2}^I = 0, 2$ m, $r_{1,2}^{II} = \sqrt{2}r_{1,2}^I$, $d^I = 2$ m, és $d^{II} = \sqrt{2}d^I$). Az ezekhez a paraméterekhez kapcsolódó bizonytalanságok megengedett értékei:

- A távolság bizonytalansága az első DFG forgáscentruma, és az interferométer végpont-tükrének tömegközéppontja között (d^I abszolút mérése): 10^{-2} m

- A két DFG d^I -hez mért távolságának bizonytalansága (összehasonlító mérés): 10^{-7} m
- Az első DFG egyik karhosszúságának bizonytalansága (r^I abszolút mérése): 10^{-3} m
- Az egy DFG belüli karhosszúságok egyenlőségének bizonytalansága, valamint a második DFG valamelyik karja, az első DFG egy karjához mért hosszúságának bizonytalansága (összehasonlító mérések): 3×10^{-8} m

A távolság-jellegű mennyiségek interferometrikus módszerekkel mérhetők, olyan pontossággal, ami az alkalmazott lézervény hullámhossza töredékének megfelelő. A mérés és beállítás pontos módja a DFG-k elhelyezésétől, és a működésüket irányító rendszerösszeállítástól függ, aminek vizsgálata túlmutatott a (Raffai et al., 2011) cikkünkben publikáltakon.

Egy DFG-n belül a karhosszúságok egyenlőségét 3×10^{-8} m pontossággal biztosítani kívánás ugyan, de nem reménytelen vállalkozás. A DFG karjai egyenlőségének bizonytalansága egy nagyságrendben tartható a DFG tömegei egyenlőségének bizonytalanságával, valamint annak bizonytalanságával, hogy a DFG \mathcal{M}_1 dipólmomentuma zérus értékű. A DFG-n belüli tömegek egyenlősége $\sim 2 \times 10^{-9}$ kg (vagyis relatív értékben $\mathcal{O}(10^{-10})$) bizonytalanságon belül teljesíthető. Nemzérus \mathcal{M}_1 esetén a forgó DFG alátámasztása egy $\sim f_0^2$ -tel arányos, periodikus gerjesztőerőnek lesz kitéve, ami az alátámasztást rezgésbe hozza. Ennek a rezgésnek az amplitúdója precíziós interferometriával mérhető, a DFG dipólmomentuma pedig e mérés pontosságán belül zérussá tehető. A dipólmomentum finomhangolása a Yukawa-mérés kivitelezéséhez javasolt DFG-frekvenciáknál sokkal nagyobb frekvenciákon is megtörténhet, ami a nemzérus dipólmomentum által okozott rezgéseket felerősíti.

Ha egyes paraméterek beállítása nem megvalósítható a kívánt pontossággal, általában az is elegendő, ha a paraméterek *mérési* bizonytalanságát kellően alacsony értéken tartjuk. Ekkor ugyanis a beállítási hibák miatti effektusok utólagosan, az adatfeldolgozás során korrigálhatók.

Hibás paraméterbeállítás esetén a végpont-tükör kitérési spektrumában pl. f_0 -nál is ismét megjelenik a newtoni csúcs. Ez a fenti megengedett paraméterhibák esetén a $T = 10^7$ s integrálási idő alatt detektálható is. E csúcs kimérésével egy becslést adhatunk a domináns paraméterhiba nagyságára, ami a $2f_0$ frekvencián elvégzett adatkiértékelésnél figyelembevehető, és korrigálható.

Egy további lehetőség például a d távolságokon kívüli paraméterek hibáinak becslésére, ha ugyanazon két DFG-t több különböző d^I távolság alkalmazásával is kipróbáljuk, és az adatok kiértékelését a különböző távolságokra együttesen végezzük el. Periodikusan modulálva a DFG-k egyes, mérés közben hangolható paramétereit (pl. a távolságokat és a fázist), lehetővé teheti a kioltás *in situ* hangolását.

Ebben az alfejezetben áttekintettem a mérési hibák lehetséges legalapvetőbb forrásait, és a kísérleti összeállítás paramétereinek megengedhető bizonytalanságait. Az interferométerek geometriájából fakadó esetleges másodrendű hibák, a DFG működése közben fellépő belső feszültségek módosító hatásai jövőbeli vizsgálatok, szimulációk, és mérések tárgyai. A mérés kivitelezéséhez szükséges biztonsági megfontolásokat a 2.3.6. fejezetben már tárgyaltam. A nem-newtoni gravitációs potenciálok vizsgálatához szükséges megvalósítási pontosság esetlegesen szükségessé teheti a felvázoltnál egyszerűbb geometriájú DFG-k (pl. forgó rudak) használatát. A közeljövőben rendelkezésre álló interferometrikus technológia a nem-newtoni gravitációs potenciálok vizsgálatában való alkalmazhatóságának bizonyításán túl azonban ilyen részletességű elemzésre egyelőre nem vállalkozhattunk.

2.6.4. Összefoglalás és kitekintés

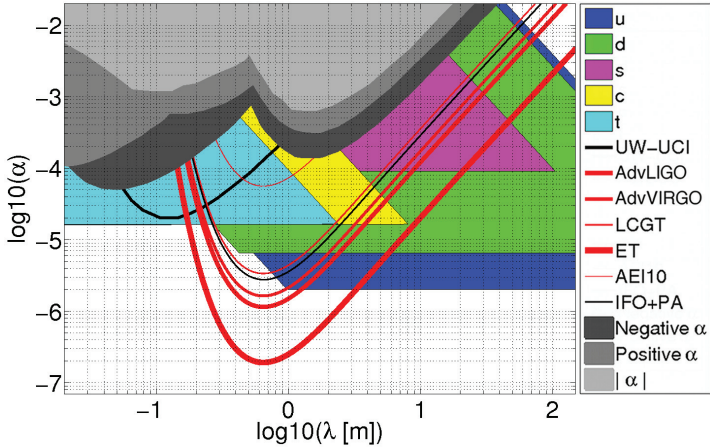
A munkánk a GH-detektorok technológiáit felhasználó, leendő interferometrikus szenzorok alkalmazhatóságát tanulmányozta nem-newtoni gravitációs kölcsönhatások vizsgálatában. A matematikailag lehető legáltalánosabb, ám mégis valósan megvalósítható kísérleti modellt felépítve választ kívántunk kapni arra kérdésre, hogy a GH-detektorok ismert, leendő érzékenysége mellett a skálafüggő nem-newtoni potenciálok milyen paramétertartománya lehet a közeljövőben valósan lefedhető.

Egy, a newtoni határesetben kioltásra hangolt DFG-pár az interferometrikus szenzorok számára lehetővé teszi a nem-newtoni gravitációs kölcsönhatások vizsgálatát a méteres laboratóriumi méretskálán. A számítógépes szimulációink alapján arra következtetünk, hogy a kioltási kísérlet gyakorlati előnyeit, és az interferométerek szélessávú érzékenységét kihasználó kísérlet lehetőséget ad a Yukawa-típusú gravitációs kölcsönhatások esetleges kimérésére a jelenleg érvényes α határok alatt, a $\lambda \simeq 0, 1 - 10$ méteres skálátartományon. A módszerünk így egyúttal létező elméleti előrejelzések tesztelését is képes kivitelezni.

A kísérlet alapelveit igazoló tanulmányunkban a DFG-pár és az interferométer egyik végpont-tükre között, konzervatívnak számító módon, 2 méteres távolságot választottunk. A vizsgált interferométereket a második és harmadik generációs műszerek közül választottuk. Amennyiben a méréshez használni kívánt DFG-párt egy interferométer-tükrökhöz közelebb helyezhetjük el, a kizárható α tartomány akár nagyságrendekkel is javulni fog.

Egy valódi kísérleti berendezés tervezésében és elkészítésében számos gyakorlati részletnek kell külön figyelmet szentelni. A DFG működés közben kialakuló belső feszültségeit végeelem-szimulációkkal, és előzetes mérésekkel kell megvizsgálni. A DFG-k számára külön vákuumtartályt, és szeizmikus izolációt is biztosítani kell. A korongok kiegyensúlyozását, rezgéseik csillapítását egy prototípus-modellen érdemes tesztelni. A gravitációs becsatolás módjait az interferométer tükrének felfüggesztés-rendszerébe szintén fontos feltérképezni - amire a DFG maga is alkalmas eszköz. A gyorsan forgó rendszerek alkalmazásában szerzett és publikált korábbi tapasztalatok a kísérletben mind felhasználhatók.

A dinamikus gravitációs gradiensek használatának számos előnye, és az előrejelzett, ígértes eredmények mellett sem szabad alábecsülnünk a kísérleti összeállítás paraméterei számára megcélzott mérési és beállítási pontosságokat. Ezek megvalósítása inkább technikai, mint elvi kihívás, ugyanakkor további vizsgálatokra érdemes feladat.



2.24. ábra. Előrejelzéseink a DFG-párral elérhető legalsó korlátokra az $|\alpha|$ Yukawa erősségi paraméter mérésében, a λ skálaparaméter függvényében, különféle interferometrikus szenzorokra. A piros színű görbék az egyes jövőbeli detektorokkal elérhető korlátokat jelölik ki, zérus paraméterhibájú DFG-k esetén, $T = 10^7$ s integrálási időre. Az IFO+PA görbe az LCGT és AEI 10m interferométerek kivételével valamennyi detektorral elérhető 95%-os konfidenciával megadott határt jelöli, amennyiben a kísérleti összeállítás paramétereinek bizonytalanságát a 2.6.3. alfejezetben megadott értékeken tartjuk. A mérés kivitelezésében a fő technikai korlátot a véges integrálási idő okozza az LCGT és AEI 10m esetén, míg a többi interferométerre a kísérleti összeállítás paramétereinek véges pontosságú beállításai. A szürke tartományok olyan korábbi mérések által már kizárt paraméterteret jelölik, amelyek az alfa negatív-, pozitív-, vagy abszolútértékeire voltak érzékenyek (Adelberger et al., 2003; Boynton et al., 2007). Az UW-UCI jelű vékony fekete görbe egy jelenleg zajló kísérlet (Boynton et al., 2007) tervezett kizárási tartományát mutatja. A színes tartományok az ábrán a (Newman et al., 2009) cikkben tárgyalt elméleti modellek előrejelzéseit adják a Yukawa-paraméterek lehetséges értékeire. A 2.6.3. alfejezetben megadott paraméter-bizonytalanságokat úgy választottuk, hogy a χ^2 -vel jelzett modell tartományát a lehető legjobban lefedjük, és egyúttal tekintettel legyünk a technikai megvalósíthatóság szempontjaira is.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani témavezetőmnek, Dr. Frei Zsoltnak, akinek erőfeszítéseiből az EGRG csoport megszülethetett, és a LIGO-VIRGO Kollaboráció eredményes tagjává válhatott. Frei Zsolt sokéves támogató munkája, és segítő útmutatásai nélkül ez a dolgozat nem készülhetett volna el. Köszönetet mondok a Columbia University professzorának, Dr. Márka Szabolcsnak is, aki elsőként vezetett be a gravitációs hullámok világába, és ötleteivel folyamatosan segítette a doktori munkámat.

Köszönöm a publikációim szerzőtársainak, akik aktív hozzájárulásaikkal biztosították, hogy a közös munkáink sikeresen elkészülhettek. Külön köszönetet szeretnék mondani a Columbia University-n működő LIGO csoport két tagjának, Dr. Márka Zsuzsának és Bartos Imrének, akik sok éven át voltak együttműködő partnereim a kutatásaimban.

Köszönöm az EGRG csoport valamennyi tagjának, köztük Dr. Gergely Árpád Lászlónak és szegedi csoportjának, a sokéves közös munkát. Külön köszönöm Szeifert Gábornak, Gelencsér Gábornak, Kanász-Nagy Lajosnak, és Szokoly Gyulának, hogy a kihívásokban nemcsak kollégáim, de barátaim is voltak. Köszönöm Lippai Zoltánnak és Kocsis Bencének, hogy segítségem terén mindig számíthattam rájuk. A tanítványaim közül köszönöm Angler Gábornak, Bántó Balásznak, Gondán Lászlónak, Kelecsényi Nándornak, Szécsi Dorottyanak, hogy munkájukkal és egyéni meglátásaikkal hozzájárultak nemcsak a kutatói, de témavezetői és oktatói fejlődésemhez is.

Köszönöm a STAMP, az ExtTrig, és a Burst munkacsoportok tagjainak, valamint a LIGO-VIRGO Kollaboráció valamennyi tagjának, hogy segítséget és kihívásokat egyaránt biztosítottak a számomra. A kollaboráció tagjai közül külön köszönöm Eric Thrane-nak, Luca Matone-nak, Riccardo DeSalvo-nak, és Patrick Suttonnak a közös munkát.

Hálás vagyok az ELTE Atomfizikai Tanszék dolgozóinak, és az ELTE fizikus-csillagász közösségének a kollegiális támogatásért; különösen Dr. Patkós Andrásnak, akinek jószándékú "atyai" pártfogását a doktoranduszi éveim alatt folyamatosan megtapasztalhattam. Köszönöm Rusznyák Nikolettának, hogy - még a legsürgetőbb hivatalos ügyekben is - mindig számíthattam rá. Köszönöm a Bolyai Kollégium közösségének, valamint Patkós András és Surján Péter igazgató uraknak, hogy sokéven át pezsgő szellemi-lelki környezetet biztosítottak a számomra.

Köszönöm a Családomnak, hogy kitartóan támogattak, bíztattak, és a nehézségek során türelmesen elviseltek. Köszönöm Mesterházy Ildikónak, hogy a mindennapjaimban a szeretet, a biztonság, és a gondoskodás légkörét teremtettem meg. Köszönöm Rézső Dorottyanak, és a *Pest Megyei Kick-box és Szabadidő Sportegyesület* sportolójának, hogy mind a magukhoz leginkább illő módon ajándékoztak meg a szakmám iránti lelkesedéssel. Köszönöm Varga Mária Zitának, hogy szorgalmával és vidámságával számomra példát mutatott, a munkámnak pedig különleges értelmet adott.

Végül és mindenekelőtt köszönöm a Jóistennek, hogy ennyi éven át épségben megtartott, és az áldásaival elhalmozott.

Irodalomjegyzék

Dolgozatom hivatkozásaihoz az áttekinthetőség kedvéért részek szerint csoportosítva sorolom fel a forrásokat, méghozzá az *Astrophysical Journal*-ban megszokott módon, azaz szerzők és évszámok szerint sorban. Azokat a forrásokat, amelyek egy korábbi rész hivatkozáslistájában már felsorolásra kerültek, az új részek listájában még egyszer nem sorolom fel.

A dolgozat "Előszó" részéhez tartozó források:

EGRG web: <http://egrg.elte.hu>

LSC web: <http://www.ligo.org>

LIGO web: <http://www.ligo.caltech.edu>

GEO600 web: <http://www.geo600.org>

VIRGO web: <http://wwwcascina.virgo.infn.it>

Sutton, P. J., et al. 2010, New Journal of Physics, 12, 053034

Searle, A. C., Sutton, P. J., & Tinto, M. 2009, Class. Quantum Grav., 26, 155017

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011, arXiv:1109.3498v1

Angler, G., & Raffai, P. 2010, LIGO Doc. G1000200

Angler, G. 2010, "Interferometrikus gravitációshullám-detektorok adatának analízise idő-frekvencia térben", BSc diploma értekezés, Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest; http://egrg.elte.hu/uploads/Angler_Gabor_szakdolgozat.pdf

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011, "Swift follow up observations of candidate gravitational-wave transient events", előkészületben; LIGO Doc. P1100038

Swift web: <http://swift.gsfc.nasa.gov>

Raffai, P., Handbauer, P. 2010, "An X-ray source catalog for joint gravitational wave and X-ray observations", LIGO Doc. T1000305

XGWC web: <http://aquarius.elte.hu/XGWC/>

GH-asztro tematika: http://bolyai.elte.hu/~praffai/GH_Ora/gravhullam_asztro_vizsgatematika.pdf

GH-asztro web: <http://bolyai.elte.hu/~praffai/gravhullam.html>

A dolgozat "Bevezetés" részéhez tartozó források:

Saulson, P. R. 1994, "Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors", World Scientific Publishing

Hendry, M. 2007, "An Introduction to General Relativity, Gravitational Waves and Detection Principles", Second VESF School on Gravitational Waves 2007; http://star-www.st-and.ac.uk/~hz4/gr/hendry_GRwaves.pdf

Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1970, "Gravitation", W. H. Freeman

Weinberg, S. 1972, "Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity", John Wiley and Sons

Frei, Z. 2009, "Az Univerzum fejlődésének vizsgálata gravitációs és fényhullámok együttes megfigyelésével", MTA doktori értekezés, Magyar Tudományos Akadémia, Budapest; http://egrg.elte.hu/uploads/MTA_thesis_Sec2_Frei_2009.pdf

Hughes, S. A., Márka, S., Bender, P. L., & Hogan, C. J. 2001, Proceedings of the 2001 Snowmass Meeting eConfC010630, arXiv:astro-ph/0110349

Blanchet, L. 2007, "Theory of Gravitational Wave Emission", Second VESF School on Gravitational Waves 2007; <http://luth2.obspm.fr/IHP06/lectures/blanchet/index.html>

Abbott, B., et al. 2009, Phys. Rev. D, 79, 122001

Kalogera, V., Kim, C., Lorimer, D. R., et al. 2004, ApJ, 601, L179; erratum-ibid. 2004, ApJ, 614, L137

O'Shaughnessy, R., Kim, C., Kalogera, V., & Belczynski, K. 2008, ApJ, 672, 479

Schutz, B. F. 1986, Nature, 323, 310

The LIGO Scientific Collaboration 2008, ApJ, 683, L45; erratum-ibid. 2009, ApJ, 706, L203

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2010, ApJ, 713, 671

Abadie, J., et al. 2011, ApJ, 737, 93

van Putten, M. H. 2001, Physics Reports, 345, 1

Raffai, P., 2006, "Kvázi-monokromatikus gravitációs hullámok keresése idő-frekvencia térben", MSc diploma dolgozat, Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest; http://bolyai.elte.hu/~praffai/Szakma/Diplomamunka_RP_2006_05_31.pdf

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2010b, ApJ, 715, 1438

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2010c, ApJ, 715, 1453

The LIGO Scientific Collaboration 2008b, ApJ, 681, 1419

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2009, Nature, 460, 990

- Abbott, B., et al. 2009b, Reports on Progress in Physics, 72, 076901
- Chatterji, S. K. 2005, "The search for gravitational wave bursts in data from the second LIGO science run", PhD doktori értekezés, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge; <http://www.ligo.caltech.edu/~shourov/thesis/>
- Acernese, F., et al. 2006, Class. Quantum Grav., 23, S63
- Lück, H., et al. 2006, Class. Quantum Grav., 23, S71
- Takahashi, R., et al. 2004, Class. Quantum Grav., 21, S403
- LIGO Doc. G060054; www.ligo.caltech.edu/docs/G/G060054-00/G060054-00.pdf
- The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011c, "Implementation and testing of the first prompt search for electromagnetic counterparts to gravitational wave transients", megjelenés alatt, arXiv:1109.3498v1
- The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011d, "Swift follow-up observations of candidate gravitational-wave transient events", megjelenés alatt, LIGO Doc. P1100038
- AdvLIGO web: <http://www.advancedligo.mit.edu>
- AdvVIRGO web: <http://wwwcascina.virgo.infn.it/advirgo>
- LIGO-India web: <http://www.gw-indigo.org/>
- Gossler, S., et al. 2010, Class. Quantum Grav., 27, 084023
- Kuroda, K. & the LCGT Collaboration 2010, Class. Quantum Grav., 27, 084004
- ET web: <http://www.et-gw.eu>
- LISA web: <http://lisa.nasa.gov>
- Kocsis, B., Frei, Z., Haiman, Z., & Menou, K. 2006, ApJ, 637, 27
- Thrane, E., Kandhasamy, S., Ott, C. D., Anderson, W. G., Christensen, N. L., Coughlin, M. W., Dorsher, S., Giampanis, S., Mandic, V., Mytidis, A., Prestegard, T., Raffai, P. & Whiting, B. 2011, Phys. Rev. D, 83, 083004
- Raffai, P., Frei, Z., Márka, S., & Márka, Z. 2007, Class. Quantum Grav., 24, S457
- Baret, B., Bartos, I., Bouhoua, B., Corsic, A., Di Palma, I., Donzauda, C., Van Elewyck, V., Finley, C., Jones, G., Kouchner, A., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Chassande-Mottin, E., Papa, M. A., Pradier, T., Raffai, P., Rollins, J., & Sutton, P. 2011, Astroparticle Physics, 35, 1

A dolgozat "Első" részéhez tartozó források:

- Abbott, B., et al. 2007, Phys. Rev. D, 76, 082003
- Lazzati, D. 2005, Mon. Not. R. Astron. Soc., 357, 722

- Kouveliotou, C., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101
- Gehrels, N., et al. 2006, *Nature*, 444, 1044
- Horváth, I., Balázs, L. G., Bagoly, Z., Ryde, F., Mészáros, A. 2005, *A&A*, 447, 23
- de Almeida, U. B., & De Angelis, A. 2011, arXiv:1104.2528v2
- Sakamoto, T., et al. 2011, arXiv:1104.4689v1
- Paciesas, W. S., et al. 1999, *ApJ Suppl.*, 122, 465
- Frail, D. A, et al. 2001, *ApJ Lett.*, 562, L557
- Balázs, L. G., et al. 2010, *Astrophysical Bulletin*, 65, 277
- Nousek, J. A., et al. 2006, *ApJ*, 642, 389
- Tanvir, N. R., et al. 2005, *Nature*, 438, 991
- Horváth, I., et al. 2010, *ApJ*, 713, 552
- Pian, E., et al. 1999, *AAPS*, 138, 463
- Tanvir, N. R., et al. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Salvaterra, R., et al. 2009, *Nature*, 461, 1258
- MacFadyen, A., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, *Annual Review of A&A*, 44, 507
- Kochanek, C. S., & Piran, T. 1993, *ApJ*, 417, L17
- Abbott, B., et al. 2008b, *Phys. Rev. D*, 77, 062004
- Burrows, D. N., et al. 2005, *Science*, 309, 1833
- Hurley, K., et al. 2005, *Nature*, 434, 1098
- Kledesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- Mazets, E. P., & Golenetskii, S. V. 1981, *Ap&SS*, 75, 47
- Frontera, F., et al. 2000, *ApJ Suppl.*, 127, 59
- Shirasaki, Y., et al. 2003, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 55, 1033
- Winkler, C., et al. 2003, *A&A*, 411, L1
- Gehrels, N., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005; erratum-ibid 2005, *ApJ*, 621, 558
- Atwood, W., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Meegan, C., et al. 2009, *ApJ*, 702, 791
- Hurley, K., et al. 2005b, *ApJ Suppl.*, 156, 217

- Ott, C. D. 2009, *Class. Quantum Grav.*, 26, 063001
- Corsi, A., & Mészáros, P. 2009, *ApJ*, 702, 1171
- Piro, A. L., & Pfahl, E. 2007, *ApJ*, 658, 1173
- van Putten, M. 2002, *ApJ Lett.*, 575, 71
- Janka, H. T., et al. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 38
- Ott, C. D. 2009b, *Class. Quantum Grav.*, 26, 204015
- Dimmelmeier, H., Ott, C. D., Marek, A., & Janka, H. T. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 064056
- Dessart, L., Burrows, A., Livne, E., & Ott, C. D. 2006, *ApJ*, 645, 534
- Muller, E., Rampp, M., Buras, R., Janka, H. T., & Shoemaker, D. H. 2004, *ApJ*, 603, 221
- Murphy, J. W., Ott, C. D., & Burrows, A. 2009, *ApJ*, 707, 1173
- Marek, A., Janka, H. T., & Muller, E. 2009, *A&A*, 496, 475
- Kotake, K., Iwikami, W., Ohnishi, N., & Yamada, S. 2009, *ApJ Lett.*, 697, 133
- Ott, C. D., Burrows, A., Dessart, L., & Livne, E. 2006, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 201102
- Ott, C. D., Dimmelmeier, H., Marek, A., Janka, H. T., Hawke, I., Zink, B., & Schnetter, E. 2007, *Phys. Rev. Lett.*, 98, 261101
- Ou, S., Tohline, E., & Lindblom, L. 2004, *ApJ*, 617, 490
- Burrows, A., & Hayes, J. 1996, *Phys. Rev. Lett.*, 76, 352
- Fryer, C. L., Holz, D. E., & Hughes, S. A. 2004, *ApJ*, 609, 288
- Shibata, M., Liu, Y. T., Shapiro, S. L., & Stephens, B. C. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 104026
- Takiwaki, T., & Kotake, K. 2010, *arXiv:1004.2896*
- Obergaulinger, M., Aloy, M. A., Dimmelmeier, H., & Muller, E. 2006, *A&A*, 457, 209
- Lindblom, L., Owen, B. J., & Morsink, S. M. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 4843
- Bondarescu, R., Teukolsky, S. A., & Wasserman, I. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 104003
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Bucciantini, N., Quataert, E., Metzger, D., Thompson, T. A., Arons, J., & Del Zanna, L. 2009, *MNRAS*, 396, 2038
- Thompson, T. A., Chang, P., & Quataert, E. 2004, *ApJ*, 611, 380
- Burrows, A., Dessart, L., Livne, E., Ott, C. D., & Murphy, J. 2007, *ApJ*, 664, 416
- Dessart, L., Ott, C. D., Burrows, A., Rosswog, S., & Livne, E. 2009, *ApJ*, 690, 1681
- Corsi, A., & Mészáros, P. 2009b, *Class. Quantum Grav.*, 26, 204016

- Fischer, T., Whitehouse, S. C., Mezzacappa, A., Thielemann, F. K., & Liebendorfer, M. 2009, *A&A*, 499, 1
- O'Connor, E., Ott, C. D. 2010, *ApJ*, 730, 70
- Burrows, A., & Lattimer, J. M. 1986, *ApJ*, 307, 178
- Zhang, W., Woosley, S. E., & Heger, A. 2008, *ApJ*, 679, 639
- Sumiyoshi, K., Ishizuka, C., Ohnishi, A., Yamada, A., & Suzuki, H. 2009, *ApJ Lett.*, 690, 43
- Keil, W., Janka, H. T., & Muller, E. 1996, *ApJ Lett.*, 473, 111
- Miralles, J. A., Pons, J. A., & Urpin, V. A. 2000, *ApJ*, 543, 1001
- Miralles, J. A., Pons, J. A., & Urpin, V. 2004, *A&A*, 420, 245
- Muller, E., & Janka, H. T. 1997, *A&A*, 317, 140
- Thompson, C., & Duncan, R. C. 1993, *ApJ*, 408, 194
- Ott, C. D., Burrows, A., Thompson, T. A., Livne, E., & Walder, R. 2006b, *ApJ Suppl.*, 164, 130
- Akiyama, S., Wheeler, J. C., Meier, D. L., & Lichtenstadt, I. 2003, *ApJ*, 584, 954
- Watts, A. L., Andersson, N., & Jones, D. I. 2005, *ApJ Lett.*, 618, 37
- Scheidegger, S., Kappeli, R., Whitehouse, S. C., Fischer, T., & Liebendorfer, M. 2010, *A&A*, 514, A51
- Baiotti, L., De Pietri, R., Manca, G. M., & Rezzolla, L. 2007, *Phys. Rev. D*, 75, 044023
- Shibata, M., & Sekiguchi, Y. I. 2005, *Phys. Rev. D*, 71, 024014
- Lai, D., & Shapiro, S. L. 1995, *ApJ*, 442, 259
- Lai, D. 2001, "Astrophysical Sources for Ground-Based Gravitational Wave Detectors", *AIP Conf. Proc.*, 575, 246; edited by Centrella, J. M.
- Andersson, N. 1998, *ApJ*, 502, 708
- Chandrasekhar, S. 1970, *ApJ*, 161, 561
- Friedman, J. L., & Schutz, B. F. 1978, *ApJ*, 222, 281
- Owen, B. J., Lindblom, L., Cutler, C., Schutz, B. F., Vecchio, A., & Andersson, N. 1998, *Phys. Rev. D*, 58, 084020
- Bondarescu, R., Teukolsky, S. A., & Wasserman, I. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 064019
- Brink, J., Teukolsky, S. A., & Wasserman, I. 2004, *Phys. Rev. D*, 70, 121501
- Owen, B., & Lindblom, L. 2002, *Class. Quantum Grav.*, 19, 1247
- Bildsten, L. 1998, *ApJ Lett.*, 501, 89

- Andersson, N., Kokkotas, K., & Stergioulas, N. 1999, *ApJ*, 516, 307
- Andersson, N., Kokkotas, K., & Schutz, B. F. 1999b, *ApJ*, 510, 846
- Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, *ApJ*, 518, 356
- van Putten, M. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 091101
- van Putten, M. 2008, *ApJ Lett.*, 684, 91
- Kiuchi, K., Sekiguchi, Y., Shibata, M., & Taniguchi, K. 2009, *Phys. Rev. D*, 80, 064037
- Vaishnav, B., Hinder, I., Shoemaker, D., & Hermann, F. 2009, *Class. Quantum Grav.*, 26, 204008
- Levin, J., & Contreras, H. 2011, *Class. Quantum Grav.*, 28, 1750001
- O’Leary, R. M., Kocsis, B., & Loeb, A. 2009, *MNRAS*, 395, 2127
- Krawczyk, A., Lyne, A. G., Gil, J. A., & Joshi, B. C. 2003, *MNRAS*, 340, 1087
- Morley, P. D., & Garcia-Pelayo, R. 1993, *Europhys. Lett.*, 23, 185
- McCulloch, P. M., Hamilton, P. A., McConnell, D., & King, E. A. 1990, *Nature*, 346, 822
- Baym, G., Pethick, C., Pines, D., & Ruderman, M. 1969, *Nature*, 224, 872
- Anderson, P. W., & Itoh, N. 1975, *Nature*, 256, 25
- Ruderman, M., Zhu, T., & Chen, K. 1998, *ApJ*, 492, 267
- Takatsuka, T., & Tamagaki, R. 1988, *Prog. Theor. Phys.*, 79, 274
- Mochizuki, Y., Izuyama, T., & Tanihata, I. 1999, *ApJ*, 521, 281
- Andersson, N., Comer, G. L., & Langlois, D. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 104002
- Abbott, B., et al. 2009c, *ApJ Lett.*, 701, 68
- Abbott, B., et al. 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 101, 211102
- Kokkotas, K. D., Gaertig, E., & Colaiudua, A. 2010, *Phys.: Conf. Ser.*, 222, 012031
- Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., Agresti, J., Ajith, P., Allen, B., Amin, R., Anderson, S. B., Anderson, W. G., & Arain, M. 2007c, *Phys. Rev. D*, 76, 062003
- Galmpeidakis, K., Samuelsson, L., & Andersson, N. 2006, *MNRASLett.*, 371, 74
- Samuelsson, L., & Andersson, N. 2007, *MNRAS*, 374, 256
- Levin, Y. 2006, *MNRASLett.*, 368, 35
- Sotani, H., Kokkotas, K. D., & Stergioulas, N. 2008, *MNRASLett.*, 385, 5
- Owen, B. J. 2005, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 211101
- Horváth, J. E. 2005, *Modern Physics Lett.*, 20, 2799

- de Freitas Pacheco, J. A. 1998, *A&A*, 336, 397
- Ioka, K. 2001, *MNRAS*, 327, 639
- Allen, B., & Romano, J. D. 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 102001
- Thrane, E., et al. 2009, *Phys. Rev. D*, 80, 122002
- Shapiro, S., & Teukolsky, S. 1983, "Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars", Wiley
- GRBWiki web: <http://iplab3.elte.hu/wiki/mediawiki/>
- Hough, P. V. C. 1959, *Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation*, CERN
- Santamaria, L., & Ott, C. D. 2011, *LIGO Doc. T1100093*
- Goetz, E., & Riles, K. 2010, *LIGO Doc. T050174-00-D*
- White, D. J., Daw, E. J., & Dhillon, V. S. 2011, *Class. Quantum Grav.*, 28, 085016
- Abbott, B., et al. 2005, *Phys. Rev. D*, 72, 042002
- Mészáros, P. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2259
- Swift GRB Table: http://heasarc.nasa.gov/docs/swift/archive/grb_table/
- Mészáros, P. 2010, "Models of the Prompt and High Energy Emission of GRBs", *GRB 2010 Kyoto Conference Proceedings*
- Omodei, N. 2009, "Fermi-LAT Observations of Gamma-Ray Bursts", *arXiv:0907.0715*
- Horiuchi, S., & Ando, S. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 063007
- Fryer, C. L., & Mészáros, P. 2003, *ApJ Lett.*, 588, L25
- Mészáros, P., & Waxman, E. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 171102
- Nakar, E. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 166
- Dingus, B. L. 1995, *Ap&SS*, 231, 187
- Fishman, G. J., & Meegan, C. A. 1995, *ARA&A*, 33, 415
- Sommer, M., et al. 1994, *ApJ Lett.*, 422, L63
- Abdo, A. A., et al. 2010, *ApJ Suppl.*, 188, 405
- Burlon, D., et al. 2009, *A&A*, 505, 569
- Ghisellini, G., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 926
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Nava, L. 2010, *A&A*, 510, L7
- Pasquale, M. D., et al. 2010, *ApJ Lett.*, 709, L146
- Corsi, A., Guetta, D., & Piro, L. 2010, *ApJ*, 720, 1008
- He, H., et al. 2011, *ApJ*, 733, 22

- Toma, K., Wu, X. F., & Mészáros, P. 2011, MNRAS, 415, 1663
- Becker, J. K., et al. 2010, ApJ, 721, 1891
- Asano, K., Inoue, S., & Mészáros, P. 2009, ApJ, 699, 953
- The Fermi LAT & Fermi GBM Coll. 2009, Science, 323, 1688
- Abdo, A. A., et al. 2009, ApJ Lett., 706, L138
- Fryer, C. L., Holz, D. E., & Hughes, S. A. 2002, ApJ, 565, 430
- Davies, M. B., et al. 2002, ApJ Lett., 579, L63
- King, A., et al. 2005, ApJ Lett., 630, L113
- van Putten, M. H. P. M., & Levinson, A. 2002, Science, 295, 1874
- Kobayashi, S., & Mészáros, P. 2003, ApJ, 589, 861
- Guetta, D., & Stella, L. 2009, A&A, 498, 329
- Scheel, M. A., et al. 2009, Phys. Rev. D, 79, 024003
- Hopman, C., et al. 2006, ApJ Lett., 643, L91
- Burlon, D., et al. 2008, ApJ Lett., 685, L19
- Troja, E., Rosswog, S., & Gehrels, N. 2011, ApJ, 723, 1711
- Wang, X. Y., & Mészáros, P. 2007, ApJ, 670, 1247
- Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2005, ApJ, 629, 903
- Li, L. 2007, MNRAS, 380, 621

A dolgozat "Második" részéhez tartozó források:

- Matone, L., Raffai, P., Márka, S., Grossman, R., Kalmus, P., Márka, Z., Rollins, J., & Sannibale, V. 2007, Class. Quantum Grav., 24, 2217
- Raffai, P., Szeifert, G., Matone, L., Aso, Y., Bartos, I., Márka, Z., Ricci, F., & Márka, S. 2011, Phys. Rev. D, 84, 082002
- Goetz, E., et al. 2010, Class. Quantum Grav., 27, 084024
- Drever, R. W. P., et al. 1983, Appl. Phys. B: Lasers Opt., 31, 97
- Regehr, M. W., Raab, F. J., & Whitcomb, S. E. 1995, Opt. Lett., 20, 1507
- The LIGO Scientific Collaboration 2010, NIMA, 624, 223
- Adhikari, R. 2003, LIGO Doc. T030097-00-D
- Gonzalez, G., Landry, M., O'Reilly, B., & Siemens, X. 2005, LIGO Doc. T050059-01-D

- Matone, L., et al. 2002, LIGO Doc. T020141
- Sigg, D. 1997, LIGO Doc. T970101
- Bruursema, J. 2003, LIGO Doc. T030266
- Goetz, E. 2004, LIGO Doc. T040196
- Kalmus, P. 2005, LIGO Doc. T050221
- Suzuki, T., & Hirakawa, H. 1980, J. Phys. Soc. Japan, 48, 685
- Spero, R. 1983, AIP Conf. Proc., 96, 347
- Saulson, P. R. 1984, Phys. Rev. D, 30, 732
- Hughes, S. A., & Thorne, K. S. 1998, Phys. Rev. D, 58, 122002
- Beccaria, M., et al. 1998, Class. Quantum Grav., 15, 3339
- Creighton, T. 2008, Class. Quantum Grav., 25, 125011
- Szokoly, G., Gelencsér, G., Szeifert, G., Hopp, S., Frei, Z., & Marton, A. 2009, LIGO Doc. E080462
- Leong, J. 2010, LIGO Doc. G1000589
- Schofield, R. 2009, LIGO Doc. G0900877
- Szeifert, G., Raffai, P., Gelencsér, G., & Frei, Z. 2011, "The effects of infrasound on interferometric gravitational-wave detectors", hamarosan beadásra kerül a Class. Quantum Grav.folyóíráthoz; LIGO Doc. T1000585
- Szokoly, G., Gelencsér, G., Szeifert, G., & Frei, Z. 2009b, LIGO Doc. E080462
- Gelencsér, G., Szeifert, G., Raffai, P., Kanász-Nagy, L., Szokoly, G., & Hopp, S. 2010, LIGO Doc. E1000282
- Forward, R. L., & Miller, L. R. 1967, J. Appl. Phys., 38, 512
- Sinsky, J., & Weber, J. 1967, Phys. Rev. Lett., 18, 795
- Sinsky, J. A. 1968, Phys. Rev., 167, 1145
- Hazel, J., Kawamura, S., & Raab, F. 1996, LIGO Doc. T960074
- The LIGO Scientific Collaboration 2006, LIGO Doc. G060011
- Mohr, P. J., Taylor, B. N., & Newell, D. B. 2011, "The 2010 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants", Web Version 6.0
- Sartorius CC10000U-L: <http://sartorius.balances.com/sartorius/mass-comparators.html>
- Morganson, E. 1999, LIGO Doc. T990181
- Matone, L. 2000, LIGO Doc. G000325

- Minoshima, K., & Matsunoto, H. 2005, Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, p440
- Giaime, J., et al. 1996, Rev. Sci. Instr., 67, 208
- Riess, A. G., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Adelberger, E. G., Heckel, B. R., & Nelson, A. E. 2003, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 53, 77
- Dimopoulos, S., & Geraci, A. A. 2003, Phys. Rev. D, 68, 124021
- Newman, R. D., Berg, E. C., & Boynton, P. E. 2009, Space Sci. Rev., 148, 175
- Moody, M. V., & Paik, H. J. 1993, Phys. Rev. Lett., 70, 1195
- Boynton, P. E., et al. 2007, New Astr. Rev., 51, 334
- Hirakawa, H., Tsubono, K., & Oide, K. 1980, Nature, 283, 184
- Oide, K., Tsubono, K., & Hirakawa, H. 1980, Jap. J. Appl. Phys., 19, L123
- Suzuki, T., Tsubono, K., & Kuroda, K. 1981, Jap. J. Appl. Phys., 20, L498
- Ogawa, Y., Tsubono, K., & Hirakawa, H. 1982, Phys. Rev. D, 26, 729
- Kuroda, K., & Hirakawa, H. 1985, Phys. Rev. D, 32, 342
- Astone, P., et al. 1991, Z. Phys. C, 50, 21
- Astone, P., et al. 1998, European Phys. J. C, 5, 651
- Hoskins, J. K., Newman, R. D., Spero, R., & Schultz, J. 1985, Phys. Rev. D, 32, 3084
- Ballmer, S., Márka, S., & Shawhan, P. 2010, Class. Quantum Grav., 27, 185018
- Sartorius, 2011b: [http://www.dataweigh.com/products/
/product_detail.asp?ProductID=597](http://www.dataweigh.com/products/product_detail.asp?ProductID=597)